



ТЕХНІЧНА ЕЛЕКТРОДИНАМІКА

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ • ВІДДІЛЕННЯ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИХ ПРОБЛЕМ ЕНЕРГЕТИКИ

ТЕОРЕТИЧНА ЕЛЕКТРОТЕХНІКА
ТА ЕЛЕКТРОФІЗИКА

ПЕРЕТВОРЕННЯ ПАРАМЕТРІВ
ЕЛЕКТРИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ

ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНЕ
ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕНЕРГІЇ

ЕЛЕКТРОЕНЕРГЕТИЧНІ СИСТЕМИ
ТА УСТАНОВКИ

ІНФОРМАЦІЙНО-ВИМІРЮВАЛЬНІ СИСТЕМИ
В ЕЛЕКТРОЕНЕРГЕТИЦІ

№ 1
2009

Редакційна колегія

Кириленко О.В., головний редактор, докт.техн.наук, академік НАН України, професор, директор, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-3610-7670>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/O-5750-2017>

Буткевич О.Ф., докт.техн.наук, професор, головний науковий співробітник, заступник головного редактора, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-6613-0911>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/Q-6722-2017>

Волков І.В., докт.техн.наук, професор, член-кореспондент НАН України, головний наук. співр., Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID : <http://orcid.org/0000-0002-0696-0382>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/P-2955-2017>

Жаркін А.Ф., докт.техн.наук, професор, член-кореспондент НАН України, заст. директора, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID : <http://orcid.org/0000-0001-5996-0901>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/P-6937-2017>

Кенсицький О.Г., докт.техн.наук, провідний наук. співр., Інститут електродинаміки НАН України, Україна,
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-2665-207X>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-2664-2017>

Кондратенко І.П., докт.техн.наук, член-кореспондент НАН України, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-1914-1383>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/O-4479-2017>

Кузнецов В.Г., докт.техн.наук, член-кореспондент НАН України, головний науковий співр., Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-5399-2942>
ResercherID: <http://www.researcherid.com/rid/R-8075-2017>

Липківський К.О., докт. техн. наук, професор, провідний науковий співробітник, заступник головного редактора, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-3292-1360>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/P-9697-2016>

Мазуренко Л.І., докт.техн.наук, професор, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-7059-249X>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-1479-2017>

Мислович М.В., докт.техн.наук, професор, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-6245-7917>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-8217-2017>

Михальський В.М., докт.техн.наук, професор, член-кореспондент НАН України, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-8251-3111>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/O-5200-2017>

Стогній Б.С., докт.техн.наук, академік НАН України, головний науковий співр., Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-9651-4177>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-2687-2017>

Шаповал І.А., докт.техн.наук, заст. директора з наукової роботи,
Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-9107-5061>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/J-9749-2013>

Шидловський А.К., докт.техн.наук, академік НАН України, головний науковий співр.,
Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-7643-365X>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-7829-2017>

Шидловська Н.А., докт.техн.наук, член-кореспондент НАН України, головний науковий співр.,
Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-9907-7416>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-7754-2017>

Щерба А.А., докт.техн.наук, член-кореспондент НАН України, зав. відділу,
Інститут електродинаміки НАН України; Україна;
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-0200-369X>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/N-8710-2015>

Юрченко О.М., докт.техн.наук, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна;
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-2107-2308>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/P-3785-2015>

Городжа Л.В., канд.техн.наук, старш. наук. співр., **відповідальний секретар**,
Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-2501-8050>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/R-5161-2017>

Міжнародна редакційна рада

Kyrylenko O.V., **Editor-in-Chief**, Member of NAS Ukraine, Institute of Electroynamics of NAS Ukraine, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-3610-7670>,
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/O-5750-2017>

Clare Jon C., Professor, The University of Nottingham, United Kingdom
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-8243-4280>
Scopus ID: <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=7006621743>

Kharitonov S.O., Professor, Novosibirsk State Technical University, Russia
ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6483-9460>

Hubanski S., Professor, Chalmers University of Technology, Sweden
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-4173-5631>

Kulyk M.M., Member of NAS Ukraine, Institute of General Energy of NAS Ukraine, Ukraine
ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-5582-7027>

Oleshchuk V., Professor, Institute of Power Engineering of AS Moldova, Chisinau, Republic of Moldova;
Scopus ID: <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=6701552532>

Peresada S.M., Professor, National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute", Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-8948-722X>

Pivniak H.H., Member of NAS Ukraine, National Mining University, Dnipropetrovsk, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-8462-2995>

Reztsov V.F., Corresponding Member of NAS Ukraine, Institute for Renewable Energy of NAS Ukraine, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-8431-3968>

Rozov V.Yu., Corresponding Member of NAS Ukraine,
State Institution "Institute of Technical Problems of Magnetism of the NAS Ukraine, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-7265-2030>

Rossi C., Professor, The University of Bologna, Italy
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-6263-265X>

Sokol Ye.I., Corresponding Member of NAS Ukraine,
National Technical University "Kharkiv Polytechnical Institute", Ukraine;
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-1960-3445>

Stakhiv P.H., Professor, National University "Lviv Polytechnica", Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-5263-0747> ,
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-2078-2017>

Strzelecki R., Professor, Gdansk University of Technology, Poland
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-9437-9450> ,
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/C-3238-2018>

Zagirnyak M.V., Professor, The Kremenchuk M.Ostrogradskyi National University, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-4700-0967> ,
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/F-3416-2017>

Zhuikov V.Ya., Professor, National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytecnic Institute", Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-3338-2426> ,
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/J-2936-2017>

Адреса редакції:
03057, м.Київ, проспект Перемоги,56
Інститут електродинаміки НАН України
Тел. (044) 366 26 57
E-mail: ted@ied.org.ua

Зміст

Теоретична електротехніка та електрофізика

- ШИДЛОВСЬКА Н.А., САМОЙЛЕНКО В.Г., КРАВЧЕНКО О.П., КУЧЕРЯВА І.М.
Порівняльний аналіз аналітичного та чисельного методів розрахунку процесів у нелінійному електричному колі 3
- БАРАНОВ М.И. Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током 6

Електромеханічне перетворення енергії

- ВОЛКОВ А.В., КОСЕНКО И А. Анализ электромагнитных процессов асинхронного двигателя при питании от автономного инвертора тока с широтно-импульсной модуляцией 12
- ОРЛОВСКИЙ И А. Расчет моделей нелинейных электромеханических объектов на полиномиальных рекуррентных нейронных сетях из их известных математических моделей 20
- ЛЕСНИК В А, МАЗУРЕНКО Л.И., ФЕДОРЕНКО Г.М., ЧЕРЕДНИК В.И., ГРУБОЙ А.П.
Исследование несинхронного включения генераторов в сеть 32

Електроенергетичні системи та установки

- ЗОРІН В.В., БУРБЕЛО М.Й., ВОЛОЦЬКИЙ А.М. Оцінка взаємовпливу статичних характеристик вузла навантажень і оптимальних розв'язків математичних моделей зменшення несиметрії та відхилень напруг 35
- БОЙКО Н.И., ЕВДОШЕНКО Л.С, ЗАРОЧЕНЦЕВ А.И, ИВАНОВ В.М. Тригатроны на рабочее напряжение до 1 МВ с наносекундным временем срабатывания 38
- ПЕНТЕГОВ И.В, РЫМАР С.В. Расчет потерь в стали магнитопровода трехфазных реакторов при наличии высших гармоник магнитного потока 44

Електротехнологічні комплекси та системи

- ШИДЛОВСКИЙ А.К., ЩЕРБА А.А, ПОДОЛЬЦЕВ А.Д, КУЧЕРЯВАЯ И.Н, ЗОЛОТАРЕВ В.М.
Индукционный нагрев сегментированной токопроводящей жилы силового кабеля на этапе его изготовления 53
- ДУБОДЕЛОВ В.И., ФИКССЕН В.Н, ГЛУХЕНЬКИЙ А.И, ГОРИСЛАВЕЦ Ю.М. МГД перемешиватели алюминиевых сплавов с пульсирующим магнитным полем 61
- РУДЕНКО Ю.В. Регулировочные характеристики секционированного источника питания для электронно-лучевых технологий 67
- КОМАРОВ Н.С. Устройства электропитания мощных дуговых нагревателей для установок газификации отходов 70
- ХАЛІКОВ В.А., ЛИПКІВСЬКИЙ К.О., ШАТАН О.Ф. Шляхи та засоби вдосконалення установок електродугового зварювання 77

CONTENTS

Theoretical electrical engineering and electrophysics

- SHIDLOVSKA N.A., SAMOILENKO V.G., KRAVCHENKO O.P., KUCHERJAVA I.M. The comparative analysis of analytical and numeral methods of computation of processes in a nonlinear electric circuit3
BARANOV M.I. Wave radial distribution of free electrons in a cylindrical conductor with an alternating electric current6

Electromechanical energy conversion

- VOLKOV A.V., KOSENKO I.A. Analysis of electromagnetic processes of an asynchronous motor at supply from an autonomous current inverter with pulse-duration modulation 12
ORLOVSKIY A. Computation of models of nonlinear electromechanical objects at polynomial recurrent neural networks from their known mathematical models..... 20
LESNIK V.A., MAZURENKO L.I., FEDORENKO G.M. Research of non-synchronous switching on of generators into a network 32

Electric power systems and installations

- ZORIN V.V, BURBELO M.Y., VOLOTSKY A.M. Estimation of interference of static characteristics of loads center and optimal decisions of mathematical models of asymmetry reduction and voltage deviations 35
BOIKO N.I, EVDOSHENKO L.S., ZAROCHENTSEV A.I, IVANOV V.M. Trigratrons with operating voltage up to 1 MV with nanosecond operating time 38
PENTEGOV I.V, RYMAR S.V. Computation of losses in a magnetic core steel of three-phase reactors at presence of high harmonics of a magnetic flux..... 44

Electrotechnology

- SHIDLOVSKY A.K, SCHERBA A.A., PODOLTSEV A.D, KUCHERJAVAJA I.N, ZOLOTARJEV V.M. Induction heating of a segmented lead of a power cable at the stage of its production 53
FIKSSEN V.N, DUBODELOV V.I., GLUKHENKY A.I., GORISLAVETS Yu.M. MHD agitators of aluminum alloys with a pulsating magnetic field 61
RUDENKO Yu.V. Control characteristics of a sectionalized power supply source for electron-beam technologies 67
KOMAROV N.S. Power supply devices of capacitive arc heaters for installations of wastes gasification 70
KHALIKOV V.A., LYPKIVSKY K.O, SHATAN O.F. Ways and methods of improvement of electric arc welding plants..... 77

Abstracts

Науковий редактор К.О. ЛИПКІВСЬКИЙ
Редактор Т.І.МАЙБОРОДА

УДК 621.3.011.74.005

Н.А. ШИДЛОВСЬКА, чл.-кор. НАН України (Ін-т електродинаміки НАН України, Київ), В.Г. САМОЙЛЕНКО, докт. фіз.-мат. наук (Київський нац. ун-т ім. Тараса Шевченка), О.П. КРАВЧЕНКО, канд. техн. наук, І.М. КУЧЕРЯВА, канд. техн. наук (Ін-т електродинаміки НАН України, Київ)

Порівняльний аналіз аналітичного та чисельного методів розрахунку процесів у нелінійному електричному колі

Проведено порівняльний аналіз розрахунків процесів у нелінійному розрядному колі, виконаних за допомогою аналітичного та чисельного методів. Доведено ефективність використання запропонованого аналітичного методу для розв'язання відповідних задач електротехніки.

Проведен сравнительный анализ расчетов процессов в нелинейном разрядном контуре, выполненных с помощью аналитического и численного методов. Доказана эффективность использования предложенного аналитического метода для решения соответствующих задач электротехники.

Вступ. З ростом вимог до сучасних електротехнічних та електроенергетичних пристроїв і систем постає необхідність при аналізі режимів їхньої роботи враховувати нелінійні ефекти, що супроводжують функціонування цих пристроїв і можуть суттєво впливати на їхні характеристики. Для виявлення характеру впливу нелінійних ефектів на роботу системи недостатньо обмежитися лише результатами чисельного розрахунку, необхідно провести якісний аналіз, що дозволяє виявити характер і особливості впливу нелінійних явищ. У зв'язку з цим особливої актуальності набуває проблема розробки нових аналітичних методів, адаптованих до задач електротехніки. Для оцінки точності аналітичного методу необхідно проводити порівняння розрахунків, що проводяться новим методом, з результатами розрахунків, отриманих для тих самих задач, методами, точність яких наперед відома і строго математично обґрунтована.

Метою даної статті є проведення порівняльного аналізу розрахунків процесів у нелінійному розрядному колі, виконаних за допомогою запропонованого аналітичного [5] та чисельного методів.

Формули для наближеного розв'язку. В статті [5] розглянуто новий метод розрахунків слабо нелінійних розрядних кіл, що базується на розкладанні розв'язків нелінійної системи по розв'язках незбуреної системи. За допомогою означеного методу проаналізовано послідовне RLC розрядне коло, потокозчеплення в якому описується співвідношенням

$$\psi = L (dq/dt) - \epsilon (dq/dt)^3. \quad (1)$$

Рівняння Кірхгофа для такого кола має вигляд нелінійного диференціального рівняння другого порядку [6]

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = \epsilon \frac{3}{L} \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 \frac{d^2q}{dt^2}, \quad (2)$$

яке за умови, що

$$\epsilon \frac{3}{L} \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 < 1, \quad (3)$$

можна звести до регулярно збуреного диференціального рівняння вигляду

$$\begin{aligned} & \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = \\ & = -\epsilon \left(\frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} \right) \left(\frac{3}{L} \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 + \epsilon \left(\frac{3}{L} \right)^2 \left(\frac{dq}{dt} \right)^4 + \dots \right). \end{aligned} \quad (4)$$

В подальшому замість (4) розглядається рівняння

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = -\epsilon \frac{3}{L} \left[\frac{R}{L} \left(\frac{dq}{dt} \right)^3 + \frac{q}{LC} \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 \right], \quad (5)$$

яке отримане з (4) шляхом нехтування доданками

$$-\varepsilon^2 \left(\frac{3}{L} \right)^2 \left(\frac{Rdq}{L dt} + \frac{q}{LC} \right) \left(\left(\frac{dq}{dt} \right)^4 + \varepsilon \frac{3}{L} \left(\frac{dq}{dt} \right)^6 + \dots \right),$$

що з огляду на точність обчислення наближеного розв'язку рівняння (4) (відповідно, рівняння (2)) приведе до похибки порядку ε^2 .

Позначимо

$$\frac{1}{LC} = \omega^2; \quad \frac{R}{L} = 2\delta; \quad \frac{3}{L} = r;$$

$$\lambda_1 = -\delta - (\delta^2 - \omega^2)^{1/2}; \quad \lambda_2 = -\delta + (\delta^2 - \omega^2)^{1/2}. \quad (6)$$

Тоді у випадку $\delta \neq \omega$ ($\delta^2 - \omega^2 > 0$), наближений розв'язок рівняння (5) з початковою умовою $q|_{t=0} = Q$, $dq/dt|_{t=0} = 0$ можна записати у вигляді [5]

$$\begin{aligned} q = & -\frac{\lambda_2 Q}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_1 t} + \varepsilon \frac{r \lambda_1^3 \lambda_2^2 Q^3}{(\lambda_1 - \lambda_2)^4} \left[\frac{\lambda_2^2}{\lambda_1 - 3\lambda_2} + \frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}{2(\lambda_1 + \lambda_2)} \right] e^{\lambda_1 t} + \\ & + \frac{\lambda_1 Q}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_2 t} + \varepsilon \frac{r \lambda_1^2 \lambda_2^3 Q^3}{(\lambda_1 - \lambda_2)^4} \left[\frac{\lambda_1^2}{\lambda_2 - 3\lambda_1} + \frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}{2(\lambda_1 + \lambda_2)} \right] e^{\lambda_2 t} + \\ & + \frac{\varepsilon r \lambda_1^3 \lambda_2^3 Q^3 e^{3\lambda_1 t}}{2(-3\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)^3} - \frac{\varepsilon r \lambda_1^3 \lambda_2^3 Q^3 e^{3\lambda_2 t}}{2(\lambda_1 - 3\lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)^3} + \\ & + \frac{\varepsilon r \lambda_1^2 \lambda_2^3 (2\lambda_1 + \lambda_2) Q^3 e^{(2\lambda_1 + \lambda_2)t}}{2(\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)^3} - \\ & - \frac{\varepsilon r \lambda_1^3 \lambda_2^2 (\lambda_1 + 2\lambda_2) Q^3 e^{(\lambda_1 + 2\lambda_2)t}}{2(\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)^3}; \quad (7) \end{aligned}$$

$$i = -\frac{\lambda_1 \lambda_2 Q}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_1 t} + \varepsilon \frac{r \lambda_1^4 \lambda_2^2 Q^3}{(\lambda_1 - \lambda_2)^4} \times$$

$$\times \left[\frac{\lambda_2^2}{\lambda_1 - 3\lambda_2} + \frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}{2(\lambda_1 + \lambda_2)} \right] e^{\lambda_1 t} +$$

$$+ \frac{\lambda_1 \lambda_2 Q}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_2 t} + \varepsilon \frac{r \lambda_1^2 \lambda_2^4 Q^3}{(\lambda_1 - \lambda_2)^4} \left[\frac{\lambda_1^2}{\lambda_2 - 3\lambda_1} + \frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}{2(\lambda_1 + \lambda_2)} \right] e^{\lambda_2 t} +$$

$$+ \frac{3\varepsilon r \lambda_1^4 \lambda_2^3 Q^3 e^{3\lambda_1 t}}{2(-3\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)^3} - \frac{3\varepsilon r \lambda_1^3 \lambda_2^4 Q^3 e^{3\lambda_2 t}}{2(\lambda_1 - 3\lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)^3} +$$

$$\begin{aligned} & + \frac{\varepsilon r \lambda_1^2 \lambda_2^3 (2\lambda_1 + \lambda_2)^2 Q^3 e^{(2\lambda_1 + \lambda_2)t}}{2(\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)^3} - \\ & - \frac{\varepsilon r \lambda_1^3 \lambda_2^2 (\lambda_1 + 2\lambda_2)^2 Q^3 e^{(\lambda_1 + 2\lambda_2)t}}{2(\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)^3}. \quad (8) \end{aligned}$$

Зазначимо, що рівняння (5) відрізняються від рівняння (2) на величину порядку ε^2 . Тобто, при знаходженні наближеного розв'язку рівняння (2) за допомогою рівняння (5) доцільно обмежитися лише доданками нульового і першого порядку відносно ε .

Згідно з загальною теорією методів малого параметра [1] регулярно збурених диференціальних рівнянь, такий наближений розв'язок відрізняється від точного розв'язку рівняння (2) на величину порядку ε^2 . З іншого боку, величина $|q_{\text{точне}}(t) - q_{\text{набл}}(t)|$ залежить від моменту часу t , для якого розглядаються значення, отримані за допомогою чисельного та аналітичного методів.

Оскільки $\text{Re} \lambda_1 < 0$, $\text{Re} \lambda_2 < 0$, то, як це впливає з формул (7), (8), для великих значень t похибка буде незначною, оскільки вона має порядок першого відкинутого доданка в формулі для наближеного розв'язку.

Аналіз значень наближеного аналітичного і чисельного розв'язків. Для оцінки ефективності аналітичного методу [5] порівняємо значення наближеного розв'язку рівняння (2), що отримується з формул (7), (8), з відповідними значеннями чисельних розв'язків співвідношення (2), що знаходяться за допомогою математичної системи Mathcad. Порівняння проводиться залежно від співвідношення між лінійною ψ_L та нелінійною ψ_H складовими в апроксимаційній залежності для нелінійної індуктивності (1) з урахуванням малої величини ε , тобто, виходячи з кратностей

$$k = \psi_H / \psi_L = 1; 0,5; 0,1; 0,01; 0,001, \quad (9)$$

де $\psi_L = L(dq/dt)$, $\psi_H = \varepsilon(dq/dt)^3$, $\psi = \psi_L - \psi_H$.

Для цього вираховуємо величину малого параметру ε і порівняємо значення струму в колі, що одержано з аналітичних співвідношень (7) та (8), з відповідними чисельними значеннями. Для обчислення оберемо такі характеристики кола: $L = 5 \times 10^{-6}$ Гн; $C = 100 \times 10^{-4}$ Ф; $q_0 = 0,014$ Кл та $R = 0,033$ Ом для аперіодичного процесу і $R = 0,007$ Ом — для періодичного розряду.

Для знаходження числових значень розв'язку рівняння (2) використано чисельний метод Рунге-Кутти [7,8] з фіксованим кроком і четвертим порядком похибки на кожному кроці за часом. Цей метод є стійким і реалізується за явною схемою, тому крок інтегрування за часом може бути автоматично

зменшено, коли функція швидко змінюється, або збільшено у разі уповільнення зміни функції. Такі властивості методу є важливими при розрахунках на комп'ютері. Детально переваги методу і шляхи забезпечення високої точності за рахунок вибору прийнятної крока інтегрування описано в [2,7]. Часовий інтервал для інтегрування вибрано відповідно до заданої кількості коливань при розряді конденсатора — до 7 періодів коливальної процесу. Метод Рунге-Кутти разом з графічною обробкою результатів реалізовано в програмному середовищі математичного пакету MathCad [1].

На рис. 1 показано графіки порівняння аналітичних та чисельних розрахунків для різних значень коефіцієнта k при аперіодичному розряді конденсатора (рис. 1, а — $k=0,3$; $\epsilon=7,4 \cdot 10^{-10}$; $\sigma=19,2\text{A}$; $\delta_{\max}=0,62$; 1, б — $k=0,1$; $\epsilon=2,6 \cdot 10^{-10}$; $\sigma=2,86\text{A}$; $\delta_{\max}=0,153$; 1, в — $k=0,01$; $\epsilon=2,5 \cdot 10^{-11}$; $\sigma=0,28\text{A}$; $\delta_{\max}=0,012$). Тут і далі неперервною лінією позначено чисельний розв'язок, пунктирною — аналітичний. У разі аперіодичного розряду залежності струму представлені в рамках одного періоду і в різному масштабі осі ординат. Для кожного з розглянутих випадків на рис. 1 наведено значення коефіцієнта k (формула (9)), відповідного йому значення параметра ϵ , відносної похибки δ і середньоквадратичного відхилення σ , яке обчислено за формулою [3,4]:

$$\sigma = \left[\frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (I_{\text{числ}}(t_k) - I_{\text{анал}}(t_k))^2 \right]^{1/2}$$

де $I_{\text{числ}}$, $I_{\text{анал}}$ — значення струму, отримані відповідно чисельним розрахунком і аналітично,

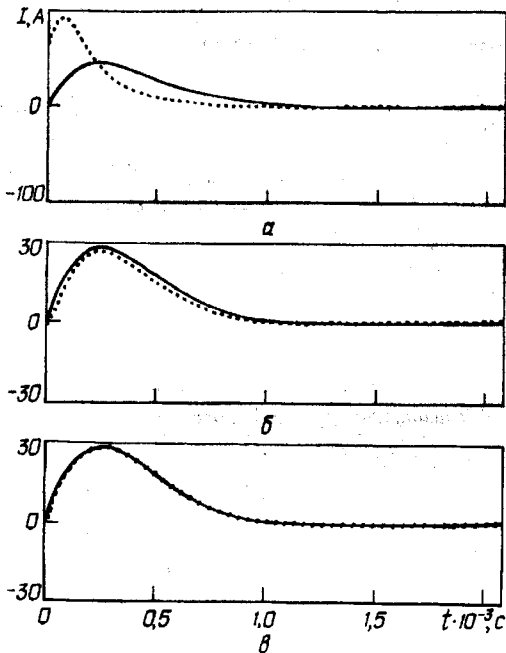


Рис. 1

$N=100$ — кількість точок на часовому інтервалі в межах одного (для аперіодичного режиму) і трьох (для періодичного) періодів процесу розряда конденсатора.

Як видно з порівняння залежностей на рис. 1, значення $k \leq 0,01$ забезпечують достатньо високу збіжність результатів аналітичного і чисельного розрахунків. У разі $k=0,01$ середньоквадратичне відхилення $\sigma=0,28\text{A}$, а відносна похибка $\delta=0,012$.

Дослідження періодичного режиму розрядного процесу (рис. 2) показало прийнятність більш високих значень k (починаючи з 0,1), а отже і більших значень ϵ в (1) та в аналітичних розв'язках (28), (29) [5] рівняння (2), які розглядаються в даній статті (на рис. 2, а — $k=1$; $\epsilon=3,6 \cdot 10^{-10}$; $\sigma=11,4\text{A}$; $\delta_{\max}=0,11$; 2, б — $k=0,5$; $\epsilon=1,7 \cdot 10^{-10}$; $\sigma=3,8\text{A}$; $\delta_{\max}=0,037$; 2, в — $k=0,1$; $\epsilon=3,6 \cdot 10^{-11}$; $\sigma=0,68\text{A}$; $\delta_{\max}=0,0078$).

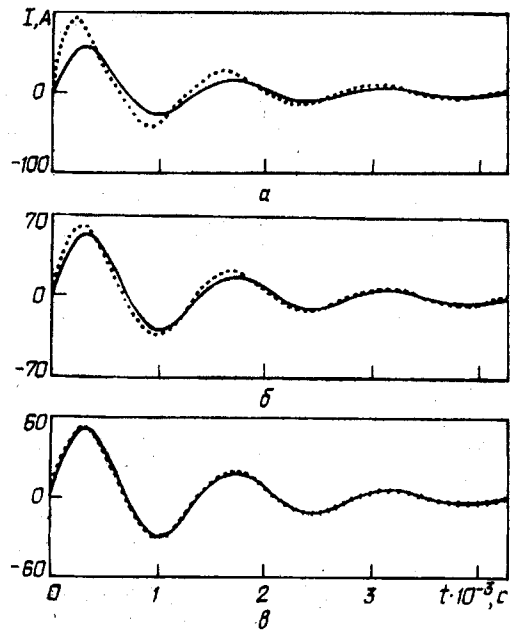


Рис. 2

На рис. 3 наведено залежності середньоквадратичного відхилення σ від значень коефіцієнта k для двох розрядних режимів — періодичного і аперіодичного.

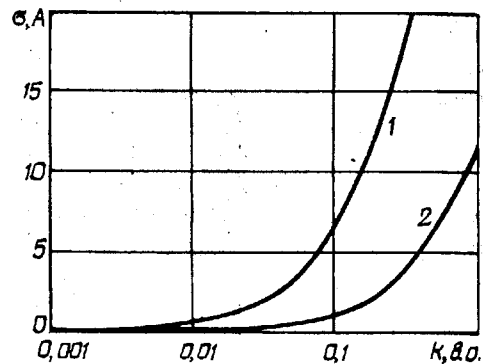


Рис. 3

дичного. Як показано, періодичний режим розряду може бути розраховано з високою точністю за допомогою аналітичних виразів при більших значеннях k , ніж аперіодичний режим. Такий результат підтверджено серією розрахунків при різних параметрах кола R, L, C і q_0 .

Висновки. На прикладі коливального кола з нелінійною індуктивністю шляхом порівняння аналітичних розрахунків з чисельними доведено ефективність аналітичного методу, описаного в [5]. Результати чисельних розрахунків при різних параметрах і початкових умовах електричного кола, а також порівняльний аналіз з аналітичними розрахунками показали, що запропонований аналітичний метод може застосовуватися для вивчення аперіодичного і періодичного розрядного процесів у випадку, коли відношення нелінійної частини до лінійної складової у виразі для індуктивності не перевищує 0,01 для аперіодичного розряду і 0,1 — для періодичного. При цьому відносна похибка результатів чисельного і аналітичного розрахунків складає менше 1—1,5% для аперіодичного режиму

і не більше 0,9% — для періодичного розрядного процесу.

1. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы теории нелинейных колебаний. — М.: Наука, 1974. — 504 с.
2. Калиткин Н.Н. Численные методы. — М.: Наука, 1978. — 512 с.
3. Кузьмин И.В., Кедрус В.А. Основы теории информации и кодирования. — К.: Вища школа, 1977. — 280 с.
4. Михлин С.Г. Некоторые вопросы теории погрешностей. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1988. — 334 с.
5. Шидловська Н.А., Кравченко О.П., Самойленко В.Г., Потороча В.В. Новый алгоритм дослідження процесів в нелінійних розрядних колах // Техн. електродинаміка. — 2007. — № 5. — С. 3—6.
6. Шидловська Н.А., Кравченко О.П., Кучерява І. М., Самойленко В.Г. Застосування методу усереднення Боголюбова до аналізу процесів в нелінійних коливальних колах з втратами // Техн. електродинаміка. Тем. вип. "Проблеми сучасної електротехніки" — 2006. — Ч. 2. — С. 3—6.
7. Hildebrand F.B. Introduction to numerical analysis / Second Edition. — New York: McGraw-Hill, 1974. — 669 p.
8. <http://www.ptc.com/products/mathcad/>

Надійшла 30.10.08

УДК 621.3:537.3

М.И.БАРАНОВ, докт.техн.наук (НИПКИ "Молния" Нац. техн. ун-та "ХПИ", Харьков)

Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током

На основе положений волновой механики проведена расчетная квантовомеханическая оценка радиального распределения в круглом металлическом проводнике свободных электронов, дрейфующих в продольном направлении проводника с электрическим током проводимости различных амплитудно-временных параметров. Показано, что в поперечном сечении исследуемого проводника на его внешнем радиусе укладывается целое квантованное число электронных полувольт де Бройля с убывающей от центра к периферии проводника амплитудой.

На основі положень хвильової механіки виконано розрахункову квантовомеханічну оцінку радіального розподілу у круглому металевому провіднику вільних електронів, що дрейфують у подовжньому напрямку провідника з електричним струмом провідності різних амплітудно-часових параметрів. Показано, що в поперечному перерізі досліджуваного провідника на його зовнішньому радіусі укладається ціле квантоване число електронних напівхвиль де Бройля зі спадаючою від центра до периферії провідника амплітудою.

Введение. В работах [3—7] автором с использованием известных принципов квантовой механики при определенных допущениях были проведены теоретические исследования одномерного волно-

вого продольного распределения дрейфующих свободных электронов в тонком однородном металлическом проводнике с постоянным или переменным (импульсным) электрическим током про-

дичного. Як показано, періодичний режим розряду може бути розраховано з високою точністю за допомогою аналітичних виразів при більших значеннях k , ніж аперіодичний режим. Такий результат підтверджено серією розрахунків при різних параметрах кола R, L, C і q_0 .

Висновки. На прикладі коливального кола з нелінійною індуктивністю шляхом порівняння аналітичних розрахунків з чисельними доведено ефективність аналітичного методу, описаного в [5]. Результати чисельних розрахунків при різних параметрах і початкових умовах електричного кола, а також порівняльний аналіз з аналітичними розрахунками показали, що запропонований аналітичний метод може застосовуватися для вивчення аперіодичного і періодичного розрядного процесів у випадку, коли відношення нелінійної частини до лінійної складової у виразі для індуктивності не перевищує 0,01 для аперіодичного розряду і 0,1 — для періодичного. При цьому відносна похибка результатів чисельного і аналітичного розрахунків складає менше 1—1,5% для аперіодичного режиму

і не більше 0,9% — для періодичного розрядного процесу.

1. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы теории нелинейных колебаний. — М.: Наука, 1974. — 504 с.
2. Калиткин Н.Н. Численные методы. — М.: Наука, 1978. — 512 с.
3. Кузьмин И.В., Кедров В.А. Основы теории информации и кодирования. — К.: Вища школа, 1977. — 280 с.
4. Михлин С.Г. Некоторые вопросы теории погрешностей. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1988. — 334 с.
5. Шидловська Н.А., Кравченко О.П., Самойленко В.Г., Потороча В.В. Новый алгоритм дослідження процесів в нелінійних розрядних колах // Техн. електродинаміка. — 2007. — № 5. — С. 3—6.
6. Шидловська Н.А., Кравченко О.П., Кучерява І. М., Самойленко В.Г. Застосування методу усереднення Боголюбова до аналізу процесів в нелінійних коливальних колах з втратами // Техн. електродинаміка. Тем. вип. "Проблеми сучасної електротехніки" — 2006. — Ч. 2. — С. 3—6.
7. Hildebrand F.V. Introduction to numerical analysis / Second Edition. — New York: McGraw-Hill, 1974. — 669 p.
8. <http://www.ptc.com/products/mathcad/>

Надійшла 30.10.08

УДК 621.3:537.3

М.И.БАРАНОВ, докт.техн.наук (НИПКИ "Молния" Нац. техн. ун-та "ХПИ", Харьков)

Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током

На основе положений волновой механики проведена расчетная квантовомеханическая оценка радиального распределения в круглом металлическом проводнике свободных электронов, дрейфующих в продольном направлении проводника с электрическим током проводимости различных амплитудно-временных параметров. Показано, что в поперечном сечении исследуемого проводника на его внешнем радиусе укладывается целое квантованное число электронных полувольт де Бройля с убывающей от центра к периферии проводника амплитудой.

На основі положень хвильової механіки виконано розрахункову квантовомеханічну оцінку радіального розподілу у круглому металевому провіднику вільних електронів, що дрейфують у подовжньому напрямку провідника з електричним струмом провідності різних амплітудно-часових параметрів. Показано, що в поперечному перерізі досліджуваного провідника на його зовнішньому радіусі укладається ціле квантоване число електронних напівхвиль де Бройля зі спадаючою від центра до периферії провідника амплітудою.

Введение. В работах [3—7] автором с использованием известных принципов квантовой механики при определенных допущениях были проведены теоретические исследования одномерного волно-

вого продольного распределения дрейфующих свободных электронов в тонком однородном металлическом проводнике с постоянным или переменным (импульсным) электрическим током прово-

© Баранов М.И., 2009

димости различных амплитудно-временных параметров (АВП). Полученные в [3—7] результаты позволили с квантовомеханических позиций объяснить одновременное образование в металлической структуре указанного проводника относительно "горячих" и "холодных" продольных участков, периодически повторяющихся по длине проводника и существенно отличающихся между собой плотностью дрейфующих свободных электронов и уровнем температуры. Заметим, что о возникновении в тонком круглом металлическом проводнике с постоянным электрическим током большой плотности (порядка 10^9 А/м²) подобных продольных участков свидетельствуют результаты экспериментальных исследований, представленные в [15]. По-видимому, при электрическом взрыве (ЭВ) тонких металлических проводников с импульсным аperiodическим или затухающим по синусоиде электрическим током проводимости большой плотности (порядка 10^9 — 10^{11} А/м²) наличие в них "горячих" и "холодных" продольных участков приводит к перегреву и испарению, прежде всего, их "горячих" участков и дальнейшему распаду из-за этого на стадии грубого диспергирования расплавленного и испаряющегося проводника по длине на отдельные короткие участки (страты), достоверно обнаруженные рядом исследователей явления ЭВ проводников опытным путем с помощью его сверхскоростной съемки камерой типа СФР-2 (частота съемки — $2 \cdot 10^6$ кадров/с) [14,16,18]. Хорошее согласие геометрических размеров "горячих" и "холодных" продольных участков в металлических проводниках с электрическим током различных АВП и больших плотностей, вычисленных по расчетным формулам из [3,5—7], с экспериментально установленными в [14—16,18] продольными размерами страт при ЭВ стальных и медных круглых проводников указывает на работоспособность предложенного автором возможного нового физического механизма продольного разрушения электрически взрывающегося проводника (ЭВП). Следует отметить, что ранее в физике и технике ЭВ и высоких плотностей энергии причинами подобного продольного дробления ЭВП считали [1,14,18]: а) исходные механические неоднородности твердого материала проводников; б) капиллярные силы в расплавах проводников; в) продольные неоднородности сжатия жидкого материала проводников; г) магнитогидродинамические неустойчивости, сопровождающие процесс ЭВ проводников. В теории и практике ЭВ металлических проводников под действием импульсного электрического тока большой плотности указывается на их неоднородное по радиусу интенсивное нагревание и радиальное расслоение на стадии вскипания и тонкого диспергирования материала ЭВП [9,18]. Выдвинутые рядом авторов и приведенные в [9,18] возможные механизмы этого эффекта, базирующиеся исключительно на закономерностях классической физики, не имеют строгого физико-математического обоснования, экс-

периментального подтверждения и в большинстве случаев носят гипотетичный характер. В этой связи несомненный научный интерес могут представлять новые физические подходы по объяснению неоднородного радиального распределения дрейфующих свободных электронов в металлических проводниках с позиций квантовой физики, соответственно неоднородного интенсивного радиального нагрева их материала электрическим током большой плотности и связанного с этим радиального расслоения проводников при их электро-взрывном разрушении.

Целью данной работы является установление приближенных квантовомеханических зависимостей радиального распределения дрейфующих в продольном направлении свободных электронов в круглом металлическом проводнике цилиндрической конфигурации с аксиальным электрическим током проводимости различных АВП.

Постановка задачи исследования. Положим, что по сплошному круглому металлическому проводнику цилиндрической формы с внешним радиусом $r_{\text{пр}}$ и длиной $l_{\text{пр}}$ вдоль его продольной оси OZ протекает во времени t переменный электрический ток проводимости $i_{\text{пр}}(t)$ с произвольными АВП, распределенный с плотностью $\delta_{\text{пр}}(r, t)$ по поперечному сечению $S_{\text{пр}} = \pi r_{\text{пр}}^2$ проводника (рис. 1). Примем, что выполняется условие $l_{\text{пр}} \gg r_{\text{пр}}$, а неподвижный проводник размещен в изоляционной воздушной среде при комнатной температуре $\Theta_0 = 20^0\text{C}$. Полагаем, что в исследуемом проводнике для фиксированных значений текущего радиуса r поведение в межатомном пространстве свободных электронов металла, характеризующихся корпускулярно-волновым дуализмом, приближенно подчиняется одномерному по продольной координате z волновому уравнению Шредингера и описывается в цилиндрической системе координат продольными волновыми $\psi(z, t)$ -функциями или стоячими электронными полуволнами де Бройля [6,10]. Как известно, данные волновые $\psi(z, t)$ -функции определяют в металлическом проводнике пространственно-временные закономерности продольного распределения дрейфующих свободных электронов и формируют вдоль него волновой электронный пакет (ВЭП) проводника с электрическим током проводимости $i_{\text{пр}}(t)$ [8]. Пусть ВЭП или квантованные дискретные наборы собственных продольных волновых $\psi(z, t)$ -функций рассматриваемого проводника представляют собой периодическую макроскопическую структуру, шаг которой равен сумме ширин относительно "горячего" Δz_r и "холодного" Δz_x продольных участков проводника [5—7] (рис. 1).

Исходя из известных положений квантовой физики, считаем, что свободные электроны в металле исследуемого проводника тождественны, не

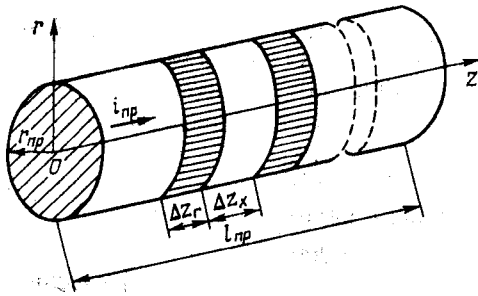


Рис. 1

различимы друг от друга и подчиняются квантовой статистике Ферми-Дирака [20]. Кроме того, при решении данной квантовомеханической задачи принимаем, что взаимодействие свободных электронов с ионами кристаллической решетки металла рассматриваемого проводника отсутствует (модель Хартри-Фока), а потенциальная энергия электронного газа металлического проводника равна нулю [17]. Полагаем, что продольное движение свободных электронов в металле проводника связано с их дрейфом за счет приложенного к его концам переменного электрического напряжения $u_{пр}(t)$ [13], а их радиальное движение — из-за вероятностного перемещения свободных электронов к наружной поверхности проводника, вызванного, например, возможным получением ими (электронами) за счет их осциллирующих в соответствии с законом изменения переменного электрического напряжения $u_{пр}(t)$ продольных колебаний дополнительной квантованной энергии W_{ek_e} , где $k_e = 0, 1, 2, \dots$

— квантовые числа для электронного осциллятора [6, 20], величина которой может принимать дискретные численные значения, соизмеримые с работой выхода электронов W_B из потенциальной ямы металла проводника [19]. Далее ограничимся приближенной моделью, справедливой для потенциальной ямы металлического проводника с идеально отражающими электроны стенками [17].

Используя указанные выше допущения, рассмотрим простейший случай, когда потенциал поля V_e , в котором движутся вдоль текущей радиальной координаты r свободные электроны металла исследуемого проводника, равен нулю ($V_e = 0$).

Основные уравнения и расчетные соотношения. Для рассматриваемой квантовомеханической задачи одномерное волновое уравнение Шредингера, определяющее радиальное распределение свободных электронов в металле проводника, в цилиндрической системе координат имеет следующий вид [13, 17]:

$$i \frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial \psi(r, t)}{\partial t} = - \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m_e} \Delta \psi(r, t), \quad (1)$$

где $\psi(r, t)$ — одномерная волновая функция, описывающая во времени t радиальное распределение

свободных электронов проводника; Δ — оператор Лапласа; $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг — масса покоя электрона; $\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка; $i = \sqrt{-1}$ — мнимая единица.

При решении уравнения (1) воспользуемся методом разделения переменных [12]. Тогда решение уравнения (1) можно представить в виде

$$\psi(r, t) = \varphi(r) \cdot q(t), \quad (2)$$

где $\varphi(r)$, $q(t)$ — соответственно пространственная и временная функции.

После подстановки (2) в (1), деления левой и правой частей исходного выражения на величину $\varphi(r) \cdot q(t)$ получаем два обыкновенных дифференциальных уравнения

$$\frac{dq(t)}{dt} + i \frac{2\pi W_e}{\hbar} q(t) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \varphi(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi(r)}{dr} + \frac{8\pi^2 m_e W_e}{\hbar^2} \varphi(r) = 0, \quad (4)$$

где $W_e = \frac{\hbar^2 k^2}{8\pi^2 m_e}$ — кинетическая энергия свободного электрона; k — волновое число.

Видно, что уравнение (3) описывает временную составляющую $q(t)$, а уравнение (4) — пространственную составляющую $\varphi(r)$ искомой функции. В рассматриваемом случае для стационарного уравнения (4) будут справедливы следующие приближенные граничные условия:

$$\varphi(0) = 0, \quad (5)$$

$$\varphi(r_{пр}) = 0, \quad (6)$$

которые вытекают из принятого допущения о том, что потенциальная яма металлического проводника с идеально отражающими стенками характеризуется потенциальным барьером бесконечной величины, преодолеть который свободный электрон не в состоянии. Анализ уравнений (3) и (4) показывает, что они имеют решения только при определенных квантованных значениях энергии свободных электронов W_{en} , где $n = k_e + 1 = 1, 2, 3, \dots$ — целое квантовое число. Собственным дискретным значениям энергии свободных электронов W_{en} соответствуют собственные квантованные волновые функции $\psi_n(r, t) = \varphi_n(r) \cdot q_n(t)$, являющиеся решением волнового уравнения Шредингера (1), и соответственно квантованные волновые числа k_n . С учетом этого квантованное решение уравнения (3) запишем в виде [10]

$$q_n(t) = \exp(-i\omega_{en} t), \quad (7)$$

где $\omega_{en} = 2\pi W_{en} / h$ — квантованная круговая частота изменения радиальной электронной волны в металле проводника ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Общий интеграл уравнения (4), являющегося дифференциальным уравнением Бесселя, может быть найден в виде следующей суммы частных решений [2]:

$$\varphi_n(r) = A_\varphi J_0(k_n r) + B_\varphi N_0(k_n r), \quad (8)$$

где $J_0(k_n r)$, $N_0(k_n r)$ — соответственно функции Бесселя первого и второго рода нулевого порядка; $k_n = 2\pi(2m_e W_{en})^{0,5} / h = 2\pi / \lambda_{en}$; $\lambda_{en} = h / m_e v_{en}$ — квантованная длина волны свободного электрона (волны де Бройля) в радиальном направлении проводника; v_{en} — квантованная радиальная скорость свободного электрона проводника; A_φ, B_φ — произвольные постоянные интегрирования.

Для физической наглядности решения исходного волнового уравнения (1) и упрощения математических операций при определении постоянных A_φ и B_φ в (8) используем асимптотические выражения для бесселевых функций $J_0(k_n r)$ и $N_0(k_n r)$ [2]:

$$J_0(k_n r) = \left[2 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \cdot \cos(k_n r - \pi/4); \quad (9)$$

$$N_0(k_n r) = \left[2 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r - \pi/4). \quad (10)$$

После подстановки в (8) выражений (9) и (10), свидетельствующих о математической аналогии между рассматриваемыми бесселевыми (при $k_n r > \pi/2$ [2]) и круговыми тригонометрическими функциями, квантованное решение уравнения Бесселя (4) принимает следующий вид:

$$\varphi_n(r) = \left[1 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \left[(A_\varphi - B_\varphi) \cos(k_n r) + (A_\varphi + B_\varphi) \sin(k_n r) \right]. \quad (11)$$

Из граничного условия (5) и выражения (11) вытекает, что $A_\varphi = B_\varphi$. В результате из (2), (7) и (11) следует, что искомое решение уравнения (1) для квантованной волновой функции $\psi_n(r, t)$ может быть записано в следующем виде:

$$\psi_n(r, t) = 2A_\varphi \left[1 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r) \cdot \exp(-i\omega_{en} t). \quad (12)$$

Для нахождения в (12) постоянной A_φ используем условие нормировки для квантованной волновой функции $\psi_n(r, t)$ [3, 15]:

$$2\pi l_{np} \int_0^{r_{np}} |\psi_n(r, t)|^2 r dr = 1, \quad (13)$$

где $|\psi_n(r, t)|$ — модуль квантованной волновой функции $\psi_n(r, t)$, равный согласно выражению (12) величине $2A_\varphi \left[1 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r)$.

Из (13) после интегрирования находим

$$A_\varphi = 0,5 \left[k_n / (l_{np} r_{np}) \right]^{0,5}. \quad (14)$$

Тогда в окончательном виде решение уравнения Шредингера (1) можно представить в виде

$$\psi_n(r, t) = \left[1 / (\pi l_{np} r_{np} r) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r) \cdot \exp(-i\omega_{en} t). \quad (15)$$

Из граничного условия (6) и решения (11) с учетом (14), а также из (15) следует важное для физической интерпретации решения уравнения Шредингера (1) и нахождения для электронного газа металла квантованных значений волнового числа k_n , энергии W_{en} , круговой частоты ω_{en} , радиальной скорости v_{en} и длины электронной волны λ_{en} расчетное соотношение

$$\left[1 / (\pi l_{np} r_{np}^2) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r_{np}) = 0. \quad (16)$$

Из (16) получаем, что квантованные волновые числа k_n , определяемые целыми квантовыми числами $n = 1, 2, 3, \dots$, могут принимать ряд дискретных значений, соответствующих условию

$$k_n = n\pi / r_{np}. \quad (17)$$

Тогда с учетом условия (17) энергетические уровни перемещающихся по радиусу проводника свободных электронов W_{en} , которые задаются квантовым числом n и образуют энергетический спектр электронов, могут быть рассчитаны по формуле

$$W_{en} = n^2 h^2 / (8m_e r_{np}^2). \quad (18)$$

На основании (7) и (18) для квантованной круговой частоты ω_{en} получаем

$$\omega_{en} = \pi n^2 h / (4m_e r_{np}^2). \quad (19)$$

Из (18) для квантованной радиальной скорости свободного электрона v_{en} в исследуемом проводнике находим

$$v_{en} = n h / (2m_e r_{np}). \quad (20)$$

Для длины электронной полуволны де Бройля $\lambda_{en} / 2$ с учетом (17) получаем:

$$\lambda_{en}/2 = r_{пр}/n. \quad (21)$$

Анализ и физическая интерпретация полученных результатов. Проанализируем полученное решение (15) для n -моды радиальной волновой функции $\psi(r, t)$ в начальный момент времени $t=0$. После использования заданного фиксированного момента времени ($t=0$) и соответствующего преобразования в (15) представим рассматриваемое решение волнового уравнения Шредингера (1) для стационарного случая в безразмерном виде

$$\psi_n^*(r^*, 0) = \sin(n\pi r^*) \cdot (r^*)^{-0,5}, \quad (22)$$

где $\psi_n^*(r^*, 0) = \psi_n(r^*, 0) \cdot [I_{пр} S_{пр}]^{0,5}$; $S_{пр} = \pi r_{пр}^2$; $r^* = r/r_{пр}$; $n=1, 2, 3, \dots$

На рис. 2 показаны графические зависимости, иллюстрирующие согласно (22) распределение безразмерной радиальной волновой функции $\psi_n^*(r^*, 0)$ в круглом проводнике. Кривая 1 соответствует квантовому числу 1, кривая 2 — $n=2$, а кривая 3 — $n=3$. Данные рис. 2 и расчетное соотношение (21) свидетельствуют о том, что в рассматриваемом проводнике независимо от АВП протекающего по нему электрического тока проводимости в его поперечном сечении $S_{пр}$ на внешнем радиусе $r_{пр}$ проводника укладывается целое квантованное число $n=1, 2, 3, \dots$ электронных полувольт де Бройля длиной $\lambda_{en}/2 = r_{пр}/n$. Причем, амплитуда этих электронных полувольт убывает от центра к периферии поперечного сечения $S_{пр}$ проводника по закону, определяемому выражением (22). В связи с этим плотность вероятности $\rho_{wn} = |\psi_n^*(r^*, 0)|^2$ нахождения свободных электронов в радиальных слоях исследуемого проводника будет характеризоваться функциональной зависимостью от безразмерной радиальной координаты r^* . В соответствии с (22) значения ρ_{wn} будут максимальны там, где максимальны квадраты модуля волновой функции $\psi_n^*(r^*, 0)$. Поэтому применительно к рассматриваемому стационарному случаю максимальные значения ρ_{wn} будут соответствовать радиальной зоне поперечного сечения $S_{пр}$ проводника, примыкающей к его центральной части ($0 < r^* < 0,5$), а минимальные значения ρ_{wn} , не считая ее нулевых значений, — радиальной зоне, прилегающей к наружной поверхности проводника ($r^* = 1$). В связи с чем плотность n_{er} дрейфующих свободных электронов в радиальных слоях металлического проводника будет прямо пропорциональна значениям ρ_{wn} . По этой причине различной по радиусу проводника можно ожидать и плотность энергии рассеяния w_{er} дебройлевских электронных полувольт на узлах (ионах) кристаллической решетки металла проводника, что приводит к выводу о том, что и текущая (мгновенная) температура θ_{er} различных ра-

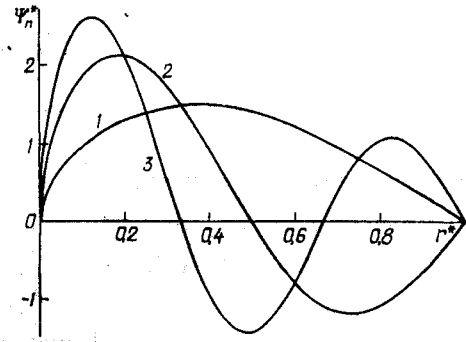


Рис. 2

диальных слоев в поперечном сечении $S_{пр}$ проводника с аксиальным электрическим током проводимости оказывается также разной. Это может приводить при ЭВ рассматриваемого проводника к его радиальному расслоению.

Экспериментально эту квантовофизическую особенность в радиальном распределении свободных электронов и неоднородном радиальном электронагреве металлического проводника можно, наверное, выявить с помощью сверхскоростного фоторегистратора (камеры) типа СФР-2 только путем пропускания через проводник аксиального электрического тока большой плотности, при которой из-за быстрого и практически адиабатического процесса выделения больших значений удельной энергии w_{er} и последующем ЭВ проводника в нем не происходит радиального выравнивания температуры. Можно также сделать вывод о том, что температура θ_{er} в его центральной радиальной части ($0 < r^* < 0,5$) будет, как минимум, в несколько раз выше, чем в его периферийной радиальной части, расположенной вблизи внешней поверхности проводника ($r^* = 1$). Расчетным подтверждением этого эффекта может служить численное соотношение наибольших и наименьших значений затухающих амплитуд дебройлевских электронных полувольт, представленных кривыми 2 и 3 на рис. 2. Косвенным качественным подтверждением этого эффекта являются экспериментальные данные работы [11], согласно которым на заключительной стадии ЭВ металлических проводников как в воздухе, так и в воде, яркостная температура среды на оси взрывающихся проводников не менее чем в 2 раза превышает температуру среды на их периферии.

Выводы. Приближенное аналитическое решение одномерного по радиусу уравнения Шредингера для круглого проводника с аксиальным электрическим током проводимости произвольных АВП позволило определить квантованную радиальную волновую функцию $\psi_n(r, t)$, квантованные значения для радиально перемещающихся свободных электронов волнового числа k_n , энергетических уровней W_{en} , круговой частоты ω_{en} , скорости v_{en} , длины дебройлевской электронной волны λ_{en} и показать, что на внешнем радиусе $r_{пр}$ проводника укладывается целое квантованное число $n=1, 2, 3, \dots$

радиально распространяющихся электронных полувольт де Бройля дискретной длиной $\lambda_{ep} / 2$.

На основе изучения в стационарном случае пространственного изменения квантованной радиальной волновой функции $\psi_n(r, 0)$ установлен неоднородный характер радиального распределения дрейфующих в продольном направлении исследуемого проводника свободных электронов, свидетельствующий о том, что амплитуда радиальных электронных полувольт де Бройля и плотность вероятности $\rho_{вп}$ нахождения свободных электронов в радиальных слоях убывает от центра к периферии поперечного сечения проводника. Эти выявленные особенности квантовомеханического поведения в металле проводника элементарных носителей электричества могут приводить к неравномерному радиальному распределению плотности n_{er} и плотности энергии рассеяния w_{er} свободных электронов, а также текущей температуры θ_{er} в материале проводника. Такой неоднородный радиальный нагрев металла проводника при его ЭВ может вызывать его радиальное расслоение, что иногда наблюдается экспериментально.

1. Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П. МГД-устойчивости жидких и твердых проводников. Разрушение проводников электрическим током // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1975. — Т.69. — Вып. 6(12). — С. 2007—2021.

2. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров / Пер. с франц. под ред. К.С. Шифрина. — М.: Наука, 1965. — 780 с.

3. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехника. — 2005. — №7. — С. 25—33.

4. Баранов М.И. Квантовомеханическая модель быстрого нагрева проводника электрическим током проводимости большой плотности // Электротехника. — 2006. — №4. — С. 38—44.

5. Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости // Электротехника. — 2006. — №7. — С. 29—34.

6. Баранов М.И. Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения

электрического тока проводимости в проводнике // Техн. электродинамика. — 2007. — №1. — С. 13—19.

7. Баранов М.И. Квантовомеханический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости // Техн. электродинамика. — 2007. — №5. — С. 14—19.

8. Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // Электротехника и электромеханика. — 2006. — №3. — С. 49—53.

9. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 288 с.

10. Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. — М.: 1965. — 872 с.

11. Гулий Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. — Киев: Наукова думка, 1990. — 208 с.

12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1974. — 832 с.

13. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. — Киев: Наукова думка, 1989. — 864 с.

14. Лебедев С.В., Савватимский А.И. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности // Успехи физических наук. — 1984. — Т.144. — Вып. 2. — С. 215—250.

15. Марахтанов М.К., Марахтанов А.М. Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. — 2003. — №1. — С. 37—47.

16. Соболев Н.Н. Исследование электрического взрыва тонких проволочек // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1947. — Т.17. — №11. — С. 986—997.

17. Солимар Л., Уолли Д. Лекции по электрическим свойствам материалов / Пер. с англ. под ред. С.И. Баскакова. — М.: Мир, 1991. — 504 с.

18. Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии / Под ред. В.Н. Карнюшина. — Минск: Наука и техника, 1983. — 151 с.

19. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1981. — 339 с.

20. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. — М.: Наука, 1990. — 624 с.

Надійшла 17.10.2007

УДК 621.313

А.В.ВОЛКОВ, д-кт.техн.наук, И.А.КОСЕНКО (Запорожский национальный технический университет)

Анализ электромагнитных процессов асинхронного двигателя при питании от автономного инвертора тока с широтно-импульсной модуляцией

С применением методов обобщенных векторов и операторного изображения получены алгебраического вида аналитические (расчетные) зависимости, с помощью которых выполнены расчет и анализ стационарных электромагнитных процессов асинхронного двигателя при питании от автономного инвертора тока с широтно-импульсной модуляцией.

Із застосуванням методів узагальнених векторів і операторного зображення отримані алгебраїчного вигляду (розрахункові) залежності, за допомогою яких виконано розрахунок і аналіз електромагнітних процесів асинхронного двигуна при живленні від автономного інвертора струму з широтно-імпульсною модуляцією.

В последние годы в Украине и за рубежом уделяется заметное внимание разработке и исследованию частотно-регулируемых (ч-р) асинхронных электроприводов (ЭП) с новыми типами статических преобразователей частоты, в том числе с автономным инвертором тока (АИТ) с широтно-импульсной модуляцией (ШИМ) [1,2,6–16]. Это объясняется рядом важных достоинств асинхронных ЭП с АИТ-ШИМ: во-первых, близкими по форме к синусоидальным статорными напряжениями двигателя; во-вторых, отсутствием электролитического конденсатора в звене постоянного тока преобразователя, что повышает надёжность работы преобразователя и облегчает протекание аварийных режимов в инверторе; в-третьих, простотой реализации режима рекуперации энергии привода при торможении в питающую сеть. Кроме того, переход от тиристорного электропривода постоянного тока к ч-р асинхронному ЭП с АИТ-ШИМ обеспечивается с минимальными капитальными затратами; поскольку ряд элементов силовой схемы тиристорного ЭП постоянного тока, по-прежнему, сохраняется и не требует своей замены.

Вместе с тем для указанного вида электропривода присущи резонансные явления, возникающие в токах, протекающих между конденсаторами (установленными на выходе инвертора) и статорной обмоткой двигателя [13,16], которые на практике могут приводить к неустойчивой работе. Эффективными путями ухода от резонансных явлений являются правильный (согласованный) выбор параметров емкости конденсаторов и двигателя, рациональный выбор алгоритмов ШИМ-управления

силовыми ключами АИТ [13,16] или переход к релейным принципам управления асинхронным ЭП с АИТ-ШИМ, при которых данный электропривод всегда, в том числе в стационарных режимах работы, находится в переходных электромагнитных процессах регулирования статорного тока [1,2] или напряжения [6,7,15] в заданных для них границах ("коридорах"), что исключает развитие описанных резонансных явлений.

Для успешного промышленного внедрения асинхронного ЭП с АИТ-ШИМ необходимо предварительное глубокое исследование электромагнитных и электромеханических процессов в нем. В первую очередь, представляют интерес: уточненное нахождение собственной частоты резонансных явлений токов в указанном электроприводе, а также удобного алгебраического вида аналитических расчетных зависимостей (в функции параметров режима и внутренних параметров двигателя и инвертора) для расчета и анализа электромагнитных процессов в АД, питаемом от АИТ-ШИМ. К сожалению, до настоящего времени данные вопросы в полной мере не освещены в известной научно-технической литературе и, в частности, в существующих зависимостях для определения резонансной частоты не учитывается влияние на нее активных сопротивлений статорной обмотки двигателя и соединительных кабелей, а известные исследования электромагнитных процессов для рассматриваемого ЭП выполняются экспериментально или путем их вычисления на имитационных моделях указанного ЭП (в которых это происходит путем решения систем дифференциальных уравнений высокого порядка, описывающих данный объект)

[9,13,16]. При этом проведение экспериментальных исследований очень дорого и трудоемко, а численные расчеты на имитационных моделях, в свою очередь, требуют последующего трудоемкого анализа полученных численных результатов. Поэтому очень актуально и востребовано практикой получение в явном алгебраическом виде аналитических зависимостей, описывающих электромагнитные процессы в АД при питании от АИТ-ШИМ, с помощью которых будут упрощены расчеты и последующий анализ данных электромагнитных процессов.

Предложенная статья посвящена получению в явном алгебраическом виде аналитических зависимостей, описывающих стационарные электромагнитные процессы асинхронного двигателя при питании от трехфазного автономного инвертора тока на запираемых тиристорах с широтно-импульсной модуляцией, а также на основе этих зависимостей — расчету и анализу указанных электромагнитных процессов.

На рис. 1 показана электрическая схема асинхронного ЭП с АИТ-ШИМ, содержащая нереверсивный управляемый выпрямитель (выполненный в виде трехфазной мостовой схемы на тиристорах $V1-V6$), токоограничивающие $L1-L3$ и сглаживающий $L4$ реакторы, автономный инвертор тока АИТ-ШИМ (выполненный в виде трехфазной мостовой схемы на запираемых тиристорах $V7-V12$), конденсаторы $C1-C3$ и асинхронный двигатель (АД).

Используя идеализированные представления

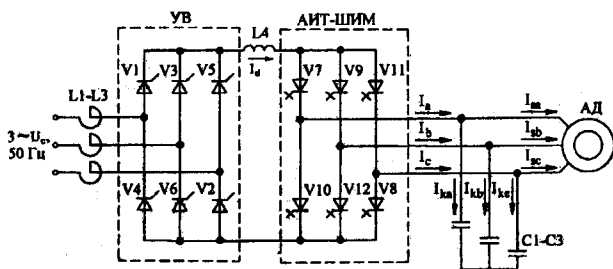


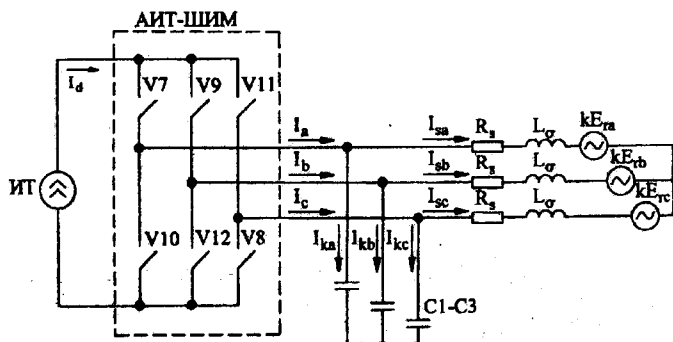
Рис. 1

трехфазных АИТ-ШИМ (в котором пренебрегаем динамическим запаздыванием силовых ключей и полагаем их сопротивления равными нулю — в открытом состоянии или бесконечности — в закрытом состоянии) и асинхронного двигателя [4], преобразуем электрическую схему рассматриваемого электропривода на рис. 1 к эквивалентной схеме замещения, показанной на рис. 2, а. В эквивалентной схеме используются следующие обозначения: ИТ — источник входного тока I_d инвертора; R_s и L_σ — фазные активное сопротивление статорной обмотки и суммарная индуктивность рассеяния АД соответственно; kE_{ra} , kE_{rb} и kE_{rc} — фазные ЭДС ротора [5], приведенные к статору двигателя (где k — коэффициент приведения); I_a, I_b, I_c — выходные фазные токи инвертора; I_{sa}, I_{sb}, I_{sc} — статорные токи двигателя; I_{ka}, I_{kb}, I_{kc} — токи конденсаторов $C1-C3$.

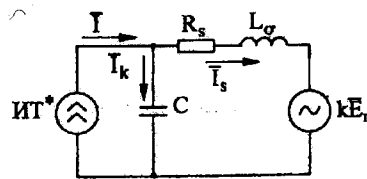
Перейдя от фазных значений параметров токов и ЭДС двигателя и инвертора к соответствующим обобщенным векторам [5], получим для текущего временного межкоммутационного интервала силовых ключей АИТ-ШИМ эквивалентную схему замещения рассматриваемого ЭП, показанную на рис. 2, б, где ИТ* — источник обобщенного вектора выходного тока трехфазного АИТ-ШИМ; $k\bar{E}_r$ — источник приведенного к статору обобщенного вектора ЭДС ротора АД; \bar{I}_s, \bar{I}_k — обобщенные векторы выходного тока инвертора, статорного тока двигателя и тока через конденсаторы $C1-C3$ (принятые одинаковой ёмкостью) соответственно.

При этом под "межкоммутационным интервалом" будем понимать интервал времени между соседними коммутациями силовых ключей трехфазного АИТ-ШИМ. Упомянутые обобщенные векторы — выходного тока инвертора, статорного тока двигателя, тока через конденсаторы и приведенной ЭДС ротора АД, — рассчитываются через их соответствующие фазные значения из общего вида известной зависимости [4]

$$\bar{Y} = Y_a + (\bar{a})Y_b + (\bar{a})^2 Y_c, \quad (1)$$



а



б

Рис. 2

где Y_a, Y_b, Y_c — фазные значения указанных электромагнитных параметров; $\bar{a} = e^{j2\pi/3}$ — поворотный множитель; $j = \sqrt{-1}$ — мнимая единица.

С учетом осуществляемого в рабочих режимах управления силовыми ключами АИТ-ШИМ, характеризуемого одновременно открытыми в нем двумя силовыми ключами (по одному в анодной и катодной группах разных фаз инвертора), значение обобщенного вектора выходного тока \bar{I} трехфазного АИТ-ШИМ в этих режимах может быть также рассчитано из соотношения [2]

$$\bar{I} = I_d e^{j\theta_1} \quad (2)$$

$$\theta_1 = -\pi/6 + m\pi/3,$$

где $m = 1, 2, \dots, 6$ — номера возможных рабочих комбинаций открытых силовых ключей трехфазного АИТ-ШИМ согласно таблице; θ_1 — аргумент обобщенного вектора тока \bar{I} .

m	Открытые (+) ключи					
	V7	V8	V9	V10	V11	V12
1	+	+				
2		+	+			
3			+	+		
4				+	+	
5					+	+
6	+					+
7	+			+		
		+			+	
			+			+

Кроме указанных выше рабочих комбинаций силовых ключей АИТ-ШИМ, в инверторе временно (обычно в течение менее 2–5 мкс после поступления команды на изменение рабочей комбинации) принудительно задается комбинация $m = 7$ из таблицы, при которой на выходе АИТ-ШИМ формируется нулевое значение обобщенного вектора $\bar{I} = 0$ [11].

Исходя из упрощенной эквивалентной схемы на рис. 2, б, опишем электромагнитные процессы в асинхронном ЭП с АИТ-ШИМ следующими зависимостями:

$$\bar{U}_s(t) = \bar{U}_s(0) + C^{-1} \int_0^t [\bar{I} - \bar{I}_s] dt, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} [\bar{I}_s] = L_\sigma^{-1} [\bar{U}_s - R_s \bar{I}_s - k \bar{E}_r],$$

в которых обобщенный вектор начального напряжения $\bar{U}_s(0)$ на конденсаторах C1–C3 (соответствующий моменту времени начала рассматриваемого межкоммутационного интервала) находится через соответствующие значения фазных напря-

жений $U_{ka}(0), U_{kb}(0), U_{kc}(0)$ на упомянутых конденсаторах C1–C3 из соотношения (1).

Приняв допущение об идеально сглаженной форме входного тока I_d инвертора (что достаточно близко может выполняться на практике)

$$I_d \approx \text{const}, \quad (4)$$

найдем операторное изображение обобщенного вектора выходного тока трехфазного АИТ-ШИМ в виде

$$\bar{I}(p) = \bar{I}/p, \quad (5)$$

где \bar{I} — текущее значение указанного обобщенного вектора выходного тока инвертора на рассматриваемом межкоммутационном интервале; p — оператор Лапласа.

Приняв допущение о синусоидальности и симметрии фазных ЭДС ротора АД в стационарном режиме рассматриваемого электропривода, найдем приведенный к статору обобщенный вектор ЭДС ротора в виде [5]

$$k\bar{E}_r = k\bar{E}_r(0)e^{j\omega_1 t}, \quad (6)$$

где $k\bar{E}_r(0)$ — начальное значение указанного обобщенного вектора, соответствующее моменту времени начала ($t = 0$) рассматриваемого межкоммутационного интервала; ω_1 — частота основной гармоники статорного тока двигателя.

С учетом (5) и (6) преобразуем систему уравнений (3) к операторному виду [3]

$$\bar{U}_s(p) = \frac{\bar{I}}{Cp^2} + \frac{\bar{U}_s(0)}{p} - \frac{\bar{I}_s(p)}{Cp}, \quad (7)$$

$$\bar{U}_s(p) = R_s \bar{I}_s(p) + pL_\sigma \bar{I}_s(p) - L_\sigma \bar{I}_s(0) + \frac{k\bar{E}_r(0)}{p - j\omega_1},$$

где $\bar{I}_s(0)$ — начальное значение (в момент начала рассматриваемого межкоммутационного интервала) обобщенного вектора статорного тока двигателя.

На первом этапе найдем аналитические зависимости, описывающие изменение обобщенного вектора статорного тока $\bar{I}_s(t)$ двигателя и его приращения $\Delta \bar{I}_s(t)$ на текущем межкоммутационном интервале АИТ-ШИМ. Для этого, приравняв между собой правые части первого и второго уравнений системы (7), определим из полученного выражения обобщенный вектор статорного тока $\bar{I}_s(p)$

$$\bar{I}_s(p) = \left[\frac{p}{p^2 L_\sigma + p R_s + 1/C} \right] \times$$

$$\times \left(\frac{\bar{I}(0)}{p^2 C} + \frac{\bar{U}_s(0)}{p} + L_\sigma \bar{I}_s(0) - \frac{k\bar{E}_r(0)}{p-j\omega_1} \right). \quad (8)$$

Осуществив переход от операторного вида уравнения (8) к временным зависимостям [3], получим выражение, описывающее текущее значение обобщенного вектора статорного тока $\bar{I}_s(t)$ на произвольном межкоммутационном интервале инвертора

$$\bar{I}_s(t) = \bar{I}_1(t) + \bar{I}_2(t) + \bar{I}_3(t) + \bar{I}_4(t), \quad (9)$$

в котором составляющие $\bar{I}_1(t), \bar{I}_2(t), \bar{I}_3(t), \bar{I}_4(t)$ рассчитываются из соотношений

$$\bar{I}_1(t) = \bar{I}(0) \left\{ 1 + \frac{j e^{-t/2T_\sigma}}{4T_\sigma \omega_0} \left[e^{j\omega_0 t} (1 + j2T_\sigma \omega_0) - e^{-j\omega_0 t} (1 - j2T_\sigma \omega_0) \right] \right\}, \quad (10)$$

$$\bar{I}_2(t) = \bar{I}_s(0) \frac{j e^{-t/2T_\sigma}}{4T_\sigma \omega_0} \left[e^{j\omega_0 t} (1 - j2T_\sigma \omega_0) - e^{-j\omega_0 t} (1 + j2T_\sigma \omega_0) \right], \quad (11)$$

$$\bar{I}_3(t) = j\bar{U}_s(0) e^{-t/2T_\sigma} \frac{e^{-j\omega_0 t} - e^{j\omega_0 t}}{2L_\sigma \omega_0}, \quad (12)$$

$$\bar{I}_4(t) = \frac{k\bar{E}_r(0)}{4L_\sigma \omega_0 [j(L_\sigma C \omega_1^2 - 1) + R_s C \omega_1]} \left\{ e^{-t(1/2T_\sigma + j\omega_0)} \times \right. \\ \left. \times \left[e^{j2\omega_0 t} (2L_\sigma C \omega_0 \omega_1 + 2 + jR_s C \omega_1) + \right. \right. \\ \left. \left. + 2L_\sigma C \omega_0 \omega_1 - 2 - jR_s C \omega_1 \right] - 4e^{j\omega_1 t} L_\sigma C \omega_0 \omega_1 \right\}. \quad (13)$$

В соотношениях (10)–(13) собственная (резонансная) частота колебаний ω_0 и электромагнитная постоянная времени рассеяния двигателя T_σ находятся из зависимостей

$$\omega_0 = \left(\frac{1}{L_\sigma C} - \frac{1}{4T_\sigma^2} \right)^{0.5}, \quad (14)$$

$$T_\sigma = L_\sigma / R_s.$$

Используя соотношения (9)–(13), найдем приращение $\Delta \bar{I}_s(t)$ обобщенного вектора статорного тока на произвольном межкоммутационном интервале АИТ-ШИМ в виде

$$\Delta \bar{I}_s(t) = \bar{I}_s(t) - \bar{I}_s(0) = \bar{I}_1(t) + \bar{I}_3(t) + \bar{I}_4(t) + \bar{I}_5(t), \quad (15)$$

где составляющая $\bar{I}_5(t)$ рассчитывается из соотношения

$$\bar{I}_5(t) = \bar{I}_2(t) - \bar{I}_s(0) = \bar{I}_s(0) \left\{ \frac{j e^{-t/2T_\sigma}}{4T_\sigma \omega_0} \left[e^{j\omega_0 t} (1 - j2T_\sigma \omega_0) - e^{-j\omega_0 t} (1 + j2T_\sigma \omega_0) \right] - 1 \right\}. \quad (16)$$

На втором этапе найдем аналитические зависимости, описывающие изменение обобщенного вектора статорного напряжения $\bar{U}_s(t)$ двигателя и его приращения $\Delta \bar{U}_s(t)$ на текущем межкоммутационном интервале АИТ-ШИМ. Для этого, подставив в первое уравнение системы (3) полученное из (9) выражение $\bar{I}_s(t)$ и взяв необходимый интеграл, находим с учетом (10)–(13) окончательную аналитическую зависимость для $\bar{U}_s(t)$ на межкоммутационном интервале

$$\bar{U}_s(t) = \bar{U}_s(0) + C^{-1} \int_0^t \left[\bar{I}(0) - \bar{I}_1(t) - \bar{I}_2(t) - \bar{I}_3(t) - \bar{I}_4(t) \right] dt = \bar{U}_1(t) + \bar{U}_2(t) + \bar{U}_3(t) + \bar{U}_4(t), \quad (17)$$

где составляющие $\bar{U}_1(t), \bar{U}_2(t), \bar{U}_3(t), \bar{U}_4(t)$ указанно-го обобщенного вектора определяются из соотношений

$$\bar{U}_1(t) = C^{-1} \int_0^t \left[\bar{I}(0) - \bar{I}_1(t) \right] dt = \frac{\bar{I}(0)}{j2C\omega_0(4T_\sigma^2\omega_0^2 + 1)} \times \\ \times \left[(1 - j2T_\sigma \omega_0)^2 (e^{-t(1/2T_\sigma + j\omega_0)} - 1) - \right. \\ \left. - (1 + j2T_\sigma \omega_0)^2 (e^{-t(1/2T_\sigma - j\omega_0)} - 1) \right], \quad (18)$$

$$\bar{U}_2(t) = -C^{-1} \int_0^t \bar{I}_2(t) dt = \bar{I}_s(0) \times \\ \times \left[\frac{e^{-t(1/2T_\sigma + j\omega_0)} - e^{-t(1/2T_\sigma - j\omega_0)}}{j2C\omega_0} \right], \quad (19)$$

$$\bar{U}_3(t) = \bar{U}_s(0) - C^{-1} \int_0^t \bar{I}_3(t) dt = \\ = U_k(0) \left\{ 1 + \frac{T_\sigma}{L_\sigma C \omega_0 (4T_\sigma^2 \omega_0^2 + 1)} \left[(2T_\sigma \omega_0 - j) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (e^{-t(1/2T_\sigma - j\omega_0)} - 1) + \right. \right. \\ \left. \left. + (2T_\sigma \omega_0 + j) (e^{-t(1/2T_\sigma + j\omega_0)} - 1) \right] \right\}, \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
\bar{U}_4(t) &= -C^{-1} \int_0^t \bar{I}_4(t) dt = \\
&= \frac{k\bar{E}_r(0)}{4L_\sigma C \omega_0 [j(1-L_\sigma C \omega_1^2) - R_s C \omega_1]} \left[(2L_\sigma C \omega_0 \omega_1 - \right. \\
&- 2 - jR_s C \omega_1) \cdot \frac{2T_\sigma (j2T_\sigma \omega_0 - 1) (e^{-t(1/2T_\sigma + j\omega_0)} - 1)}{4T_\sigma^2 \omega_0^2 + 1} - \\
&- (2L_\sigma C \omega_0 \omega_1 + 2 + jR_s C \omega_1) \times \\
&\times \frac{2T_\sigma (1 + j2T_\sigma \omega_0) (e^{-t(1/2T_\sigma - j\omega_0)} - 1)}{4T_\sigma^2 \omega_0^2 + 1} + \\
&\left. + j4L_\sigma C \omega_0 (e^{j\omega_1 t} - 1) \right]. \quad (21)
\end{aligned}$$

Используя соотношения (17)–(21), найдем приращение $\Delta \bar{U}_s(t)$ обобщенного вектора статорного напряжения на межкоммутационном интервале АИТ-ШИМ

$$\Delta \bar{U}_s(t) = \bar{U}_s(t) - \bar{U}_s(0) = \bar{U}_1(t) + \bar{U}_2(t) + \bar{U}_4(t) + \bar{U}_5(t), \quad (22)$$

где составляющая $\bar{U}_5(t)$ рассчитывается из соотношения

$$\begin{aligned}
\bar{U}_5(t) = \bar{U}_3(t) - \bar{U}_s(0) = U_s(0) &\left\{ \frac{T_\sigma}{L_\sigma C \omega_0 (4T_\sigma^2 \omega_0^2 + 1)} \times \right. \\
&\times \left[(2T_\sigma \omega_0 - j) (e^{-t(1/2T_\sigma - j\omega_0)} - 1) + \right. \\
&\left. + (2T_\sigma \omega_0 + j) (e^{-t(1/2T_\sigma + j\omega_0)} - 1) \right] \left. \right\}. \quad (23)
\end{aligned}$$

В заключение заметим, что полученные зависимости для обобщенных векторов статорного тока $\bar{I}_s(t)$ и напряжения $\bar{U}_s(t)$ или их приращений $\Delta \bar{I}_s(t)$ и $\Delta \bar{U}_s(t)$ справедливы как для рабочих комбинаций ($m = 1, 2, \dots, 6$ из таблицы), так и для последней в этой таблице комбинации: $m = 7$ (в этом случае в соотношениях (10) и (18) значение $\bar{I}(0)$ принимается равным нулю).

На третьем этапе приведены примеры численного расчета из полученных аналитических зависимостей обобщенных векторов статорного тока $\bar{I}_s(t)$ и напряжения $\bar{U}_s(t)$ двигателя, их составляющих $\bar{I}_1(t), \bar{I}_2(t), \bar{I}_3(t), \bar{I}_4(t)$ и $\bar{U}_1(t), \bar{U}_2(t), \bar{U}_3(t), \bar{U}_4(t)$ соответственно и приращений обобщенных векторов статорного тока $\Delta \bar{I}_s(t)$ и напряжения $\Delta \bar{U}_s(t)$. Также выполнен дополнительно расчет результирующего вектора напряжения $\bar{U}_\Sigma(t)$ из следующего соотношения:

$$\bar{U}_\Sigma(t) = \bar{U}_1(t) + \bar{U}_2(t). \quad (24)$$

Примеры расчета были осуществлены на межкоммутационном интервале $(0, t_1)$ длительностью $t_1 = 0,0005$ с для параметров двигателя 4А132S6У3 (мощностью 5,5 кВт), работающего с номинальными значениями скорости и нагрузки и питающегося от трехфазного АИТ-ШИМ, на выходе которого установлены конденсаторы С1–С3 емкостью 60 мкФ.

Расчеты перечисленных обобщенных векторов проведены через проекции этих векторов на вещественную (α) и мнимую (β) оси неподвижной ортогональной координатной системы " α – β ". При этом начальные (для момента времени $t=0$) значения обобщенного вектора статорного тока $\bar{I}_s(0)$ и напряжения $\bar{U}_s(0)$, их составляющих $\bar{I}_1(0), \bar{I}_2(0), \bar{I}_3(0), \bar{I}_4(0)$ и $\bar{U}_1(0), \bar{U}_2(0), \bar{U}_3(0), \bar{U}_4(0)$ соответственно, а также приведенного вектора ЭДС ротора $k\bar{E}_r(0)$ определены предварительно посредством специально созданной в пакете Simulink комплекса программ MatLab имитационной модели рассматриваемого асинхронного ЭП с АИТ-ШИМ [2] (путем выполнения расчета электромагнитных процессов на данной модели с теми же значениями параметров двигателя и преобразователя частоты).

На четвертом этапе построены годографы движения рассчитанных обобщенных векторов на протяжении рассматриваемого межкоммутационного интервала с заданием определенной одной ($m=4$) рабочей комбинации силовых ключей инвертора и проведен их анализ. В частности, на рис. 3 показаны годографы движения обобщенного вектора статорного тока $\bar{I}_s(t)$ и его составляющих $\bar{I}_1(t), \bar{I}_2(t), \bar{I}_3(t), \bar{I}_4(t)$; на рис. 4 — годографы движения обобщенного вектора статорного напряжения $\bar{U}_s(t)$, его составляющих $\bar{U}_1(t), \bar{U}_2(t), \bar{U}_3(t), \bar{U}_4(t)$ и результирующего вектора напряжения $\bar{U}_\Sigma(t)$; на рис. 5 — годографы движения обобщенных векторов приращений статорного тока $\Delta \bar{I}_s(t)$ и напряжения $\Delta \bar{U}_s(t)$.

Рассмотрим подробнее построенные графики на рис. 3, а, где начальные значения (при $t=0$) обобщенных векторов $\bar{I}_s(0)$ и $\bar{I}_2(0)$ тока равны между собой и показаны сплошной линией в виде отрезка ОС, а начальные значения составляющих векторов тока $\bar{I}_1(0), \bar{I}_3(0), \bar{I}_4(0)$, равные нулю, показаны точкой О. Конечные значения (при $t=t_1$) на рассматриваемом межкоммутационном интервале упомянутых обобщенных векторов показаны на рис. 3, а сплошной линией в виде отрезков: OF — для $\bar{I}_1(t_1)$; OB — для $\bar{I}_2(t_1)$; OE — для $\bar{I}_3(t_1)$; OH — для $\bar{I}_4(t_1)$; OD — для $\bar{I}_s(t_1)$. На этом же рис. 3, а пунктирной линией показаны рассчитанные годографы движения указанных обобщенных векторов на рассматриваемом межкоммутационном интервале в виде кривых: CD — для $\bar{I}_s(t)$; OF — для $\bar{I}_1(t)$; CB — для $\bar{I}_2(t)$; OE — для $\bar{I}_3(t)$; OH — для $\bar{I}_4(t)$.

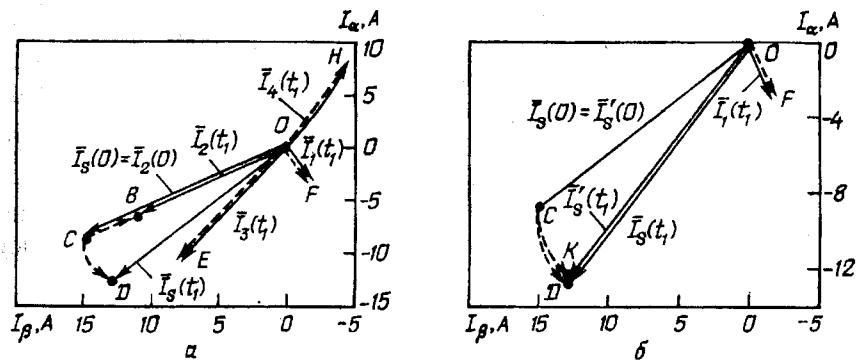


Рис. 3

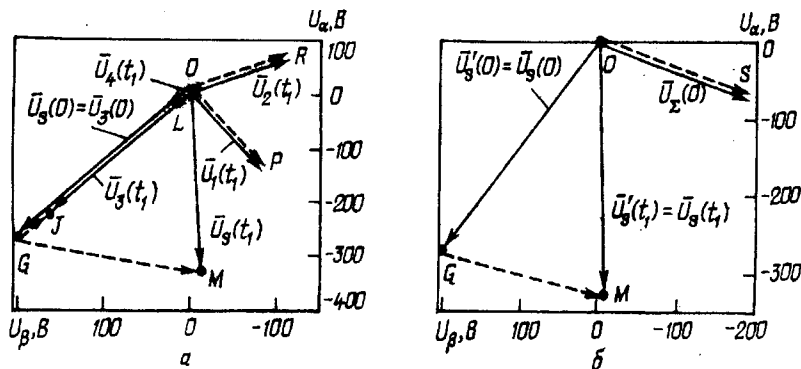


Рис. 4

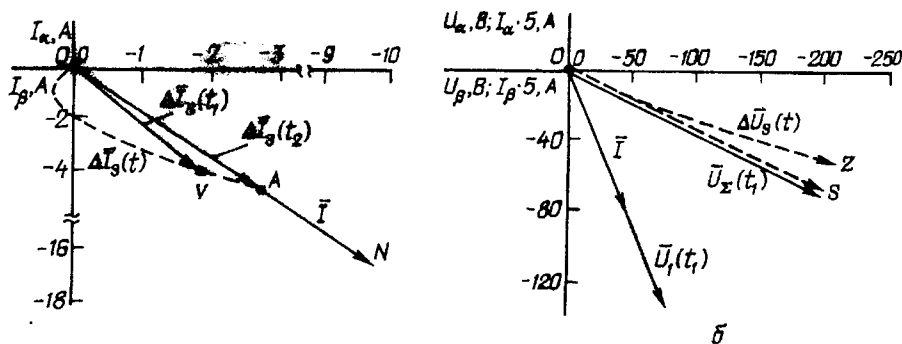


Рис. 5

Для сравнения на рис. 3, б (кроме выше рассмотренных векторов) показан пунктиром рассчитанный на ранее упомянутой имитационной модели асинхронного ЭП с АИТ-ШИМ годограф СК движения обобщенного вектора статорного тока $\bar{I}'_s(t)$ из начального положения $\bar{I}'_s(t) = OC$ в конечное состояние $\bar{I}'_s(t_1) = OK$. При этом наблюдаемое незначительное (менее 5 %) отличие между собой годографов $\bar{I}_s(t)$ и $\bar{I}'_s(t)$ обусловлено учетом последним вектором реальной пульсирующей формы входного тока АИТ-ШИМ, а также — кратковременно (в течение 2 мкс) задаваемой (в момент переключения рабочих комбинаций силовых ключей инвертора) последней комбинации $m = 7$ из таблицы.

Рассмотрим подробнее графики на рис. 4, а, на котором начальные значения (при $t = 0$) обобщен-

ных векторов напряжения $\bar{U}_s(0)$ и $\bar{U}_3(0)$ равны между собой и показаны сплошной линией в виде отрезка OG , а начальные значения составляющих векторов напряжения $\bar{U}_1(0)$, $\bar{U}_2(0)$ и $\bar{U}_4(0)$, равные нулю, показаны точкой O . Конечные значения (при $t = t_1$) на рассматриваемом межкоммутационном интервале упомянутых обобщенных векторов показаны на рис. 4, а сплошной линией в виде отрезков: OP — для $\bar{U}_1(t)$; OR — для $\bar{U}_2(t)$; OJ — для $\bar{U}_3(t)$; OL — для $\bar{U}_4(t)$; OM — для $\bar{U}_s(t)$. На этом же рис. 4, а пунктирной линией показаны рассчитанные годографы движения указанных обобщенных векторов на рассматриваемом межкоммутационном интервале в виде кривых: GM — для $\bar{U}_s(t)$; OP — для $\bar{U}_1(t)$; OR — для $\bar{U}_2(t)$; GJ — для $\bar{U}_3(t)$; OL — для

$\bar{U}_4(t)$.

На рис. 4, б начальное значение (при $t=0$) обобщенного вектора $\bar{U}_\Sigma(0)$, равное нулю, задано точкой O , а конечное значение (при $t=t_1$) этого вектора на рассматриваемом межкоммутационном интервале показано сплошной линией отрезка OS . На этом же рис. 4, б пунктирными линиями GM и OS показаны годографы движения обобщенных векторов $\bar{U}_s(t)$ и $\bar{U}_\Sigma(t)$ соответственно. Вычисленный на упомянутой модели ЭП с АИТ-ШИМ годограф движения обобщенного вектора статорного напряжения $\bar{U}'_s(t)$ практически (с относительным отклонением менее 1 %) совпадает с годографом GM движения рассчитанного вектора $\bar{U}_s(t)$ из начального положения: $\bar{U}_s(0)=\bar{U}'_s(0)=OG$ в конечное состояние: $\bar{U}_s(t_1)=\bar{U}'_s(t_1)=OM$.

На рис 5, а показан пунктирной кривой OV годограф движения обобщенного вектора приращения статорного тока $\Delta\bar{I}_s(t)$ двигателя на межкоммутационном интервале АИТ-ШИМ. Траектория движения данного вектора свидетельствует о том, что направление вектора приращения статорного тока $\Delta\bar{I}_s(t)$ на практике близко совпадает (с отклонением менее ± 8 град. при $t=t_1$) с направлением текущего обобщенного вектора выходного тока \bar{I} АИТ-ШИМ, показанного на рис. 5, а отрезком ON . Причем, если при расчете упомянутого обобщенного вектора приращения тока не ограничиваться моментом времени t_1 (который является конечным для рассматриваемого межкоммутационного интервала: $0-t_1$), а продолжить расчеты до момента времени $t_2=1,15t_1$ (при сохранении прежней комбинации проводящих силовых ключей АИТ-ШИМ), то получим обобщенный вектор приращения $\Delta\bar{I}_s(t_2)$ (с годографом OA), который в точке A , как показано на рис. 5, а, пересекает обобщенный вектор тока на выходе инвертора \bar{I} (т.е. полностью совпадает по направлению с последним вектором).

На рис. 5, б показан пунктирной кривой OZ годограф движения обобщенного вектора приращения статорного напряжения $\Delta\bar{U}_s(t)$ двигателя на межкоммутационном интервале АИТ-ШИМ. Траектория движения данного вектора достаточно близко совпадает (с отклонением менее ± 7 град. при $t=t_1$) с направлением OS результирующего вектора напряжения $\bar{U}_\Sigma(t)$, показанного пунктиром и вычисляемого из (27). На этом же рисунке для сравнения показаны соответствующие моменту времени t_1 обобщенные векторы результирующего напряжения $\bar{U}_\Sigma(t_1)$ выходного тока \bar{I} АИТ-ШИМ и составляющего вектора напряжения $\bar{U}_1(t_1)$.

Получение аналитических зависимостей для электромагнитных процессов в АД при питании от АИТ-ШИМ и их анализ являются теоретической предпосылкой для возможной реализации по этим зависимостям прогнозирующего релейно-вектор-

ного управления асинхронным ЭП с АИТ-ШИМ. При таком управлении контролируются текущие отклонения $\Delta\bar{I}_s(t), \Delta\bar{U}_s(t)$ (между заданными $\bar{I}_s^*(t)$ или $\bar{U}_s^*(t)$ и фактическими $\bar{I}_s(t)$ или $\bar{U}_s(t)$ значениями обобщенных векторов статорных тока или напряжения АД соответственно) и задаются такие значения m рабочих комбинаций силовых ключей инвертора, при которых наиболее быстродействующим образом устраняются упомянутые выше отклонения, поддерживаясь затем в стационарных режимах в заданных для них допустимых границах ("коридорах") [1,2,6,15].

Выводы. 1. Предложенная уточненная зависимость из (14) для расчета резонансной частоты статорных токов двигателя учитывает собой дополнительное влияние (через параметр T_o) на эту частоту активного сопротивления статорной обмотки двигателя (или эквивалентного по действию ему активного сопротивления кабеля, соединяющего двигатель и инвертор). Учитывая, что на практике длина указанного кабеля может быть большой (до километра и более), данное уточнение позволяет более правильно определить фактическое значение резонансной частоты.

2. Текущие значения обобщенных векторов статорного тока $\bar{I}_s(t)$ и напряжения $\bar{U}_s(t)$ двигателя на межкоммутационном интервале АИТ-ШИМ состоят из четырех составляющих векторов: тока $\bar{I}_1(t), \bar{I}_2(t), \bar{I}_3(t), \bar{I}_4(t)$ и напряжения $\bar{U}_1(t), \bar{U}_2(t), \bar{U}_3(t), \bar{U}_4(t)$ соответственно. При этом модуль суммы трех составляющих векторов тока $\bar{I}_2(t), \bar{I}_3(t), \bar{I}_4(t)$ заметно меньше (более, чем в 3,5—5 раз) модуля составляющего вектора тока $\bar{I}_1(t)$; а модуль суммы составляющих векторов напряжения $\bar{U}_1(t)$ и $\bar{U}_2(t)$ значительно превышает (более, чем в 10 раз) модуль суммы двух оставшихся составляющих векторов напряжения $\bar{U}_3(t)$ и $\bar{U}_4(t)$.

3. С учетом предыдущего в стационарных режимах работы прогнозирование направления обобщенного вектора приращения статорного тока двигателя на межкоммутационном интервале АИТ-ШИМ можно эффективно осуществлять по направлению текущего обобщенного вектора выходного тока $\bar{I}(t)$ АИТ-ШИМ, а обобщенного вектора статорного напряжения двигателя — по направлению результирующего вектора напряжения $\bar{U}_\Sigma(t)$, равного сумме двух составляющих векторов напряжения $\bar{U}_1(t)$ и $\bar{U}_2(t)$. Ввиду того, что комбинация $m=7$ из таблицы силовых ключей АИТ задается очень кратковременно (длительностью менее 2—5 мкс) и лишь только в момент изменения рабочей комбинации ($m \leq 6$) силовых ключей инвертора, то на практике достаточно при прогнозировании направления обобщенных векторов статорных тока и напряжения на текущем межкоммутационном интервале рассчитывать возможные направления этих векторов и их приращений только для рабочих

комбинаций ($m=1,2,\dots,6$), а наличие комбинации $m=7$ можно не принимать во внимание (при этом погрешность не превосходит 1%).

4. Указанное прогнозирование направления обобщенных векторов статорных тока $\Delta \vec{I}_s(t)$ и напряжения $\Delta \vec{U}_s(t)$ удается эффективно осуществлять не только в стационарных режимах работы, но и в динамических, в любом диапазоне скоростей и нагрузок асинхронного двигателя, в двигательном и генераторном режимах работы последнего. Это полностью подтверждается также выполненными в работах [1,2] исследованиями электромагнитных процессов применительно к реализованному (на предложенных из данной статьи расчетных зависимостях) прогнозирующему релейно-векторному управлению.

1. Волков А.В., Косенко И.А. Релейное векторное регулирование тока в асинхронных электроприводах с автономным инвертором тока // Вісник КДПУ: Кременчуг. — 2007. — №3. — С. 21–24.

2. Волков А.В., Косенко И.А. Совершенствование регулирования статорного тока в асинхронных электроприводах с автономным инвертором тока // Зб. наук. праць ДДТУ "Проблеми автоматизованого електропривода. Теорія і практика". — Дніпродзержинськ. — 2007. — С. 78–79.

3. Гольдфарб Л.С., Балтрушевич А.В., Круг Г.К. и др. Теория автоматического управления. — Ч.1. — М.: Высш. шк. — 1967. — 424 с.

4. Ковач К.П., Рац И. Переходные процессы в машинах переменного тока / Пер. с нем. — М.: Госэнергоиздат, 1963. — 744 с.

5. Пивняк Г.Г., Волков А.В. Современные частотно-регулируемые асинхронные электроприводы с широтно-импульсной модуляцией. — Дніпропетровськ: НГУ, 2006. — 470 с.

6. Шрейнер Р.Т., Ефимов А.А., Мухаматшин И. А. Прогнозирующее релейно-векторное управление активными токовыми преобразователями частоты в системах электроснабжения и электропривода / Труды XIII межд. научно-техн. конф. "Электроприводы переменного тока" — Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2005. — С. 137–140.

7. Шрейнер Р.Т., Ефимов А.А., Мухаматшин И. А. Релейное управление активными токовыми преобразователями частоты // Электротехника. — 2005. — №9. — С. 47–53.

8. Amler G. A PWM current-source inverter for high quality drives // EPE journal. — 1991. — Vol. 1. — №1. — P. 21–31.

9. Espelage P.M., Nowak J.M. Symmetrical GTO current source inverter for wide speed range control of 2300 to 4160 volt 350 to 7000 hp induction motors // IEEE IAS Annual Meet. — 1988. — Vol. 1. — P. 302–307.

10. Itoh R. Stability of induction motor drive controlled by current-source inverter // IEE Proc. — 1989. — Vol. 136. — №2. — P. 83–88.

11. Leonhard W. Control of electrical drives. — Springer Verlag, 1996. — 420 p.

12. Nola S., Niba Y. Analysis of PWM GTO current source inverter-fed induction motor drive system // IEEE Trans., IA. — 1987. — Vol. 23. — №2. — P. 256–262.

13. Nonaka S., Nebu Y. A PWM GTO current-source converter-inverter system with sinusoidal inputs and outputs // IEEE Trans. IA. — 1989. — Vol. 25. — №1. — P. 76–85.

14. Nonaka S., Nebu Y. Quick regulation of sinusoidal output current in PWM in converter-inverter system // IEEE Trans. IA. — 1991. — Vol. 27. — №6. — P. 1055–1062.

15. Shreiner R.T., Efimov A.A., Zinovyev G.S., Korukov K.N., Mukhamatshin I.A., Kalygin A.I. Predictive relay space vector control of AC electric drives // 10th European Conference on Power Electronics and Applications. EPE-2003, Toulouse, 2–4 September. — Toulouse, France. — 2003. (CD-ROM).

16. Wu B., DeWinter F. Elimination of harmonic resonance in high power GTO CSI induction motor drives // IEEE-PESC Conf. — 1994. — Vol. 2. — P. 1011–1015.

Надійшла 22.01.2008

Расчет моделей нелинейных электромеханических объектов на полиномиальных рекуррентных нейронных сетях из их известных математических моделей

По известным математическим моделям нелинейных объектов разработаны структуры и получены общие расчётные зависимости для весовых коэффициентов полиномиальных рекуррентных нейронных сетей (ПРНС), предназначенных для представления моделей этих объектов. Дана методика разработки моделей на ПРНС и выполнен их расчёт и исследование методом имитационного моделирования для тиристорного электропривода с двигателем постоянного тока последовательного возбуждения.

За відомими математичними моделями нелінійних об'єктів розроблені структури та отримані загальні розрахункові залежності вагових коефіцієнтів поліноміальних рекуррентних нейронних мереж (ПРНМ), що призначені для представлення моделей цих об'єктів. Надано методику розробки моделей та виконано їх розрахунок та дослідження методом імітаційного моделювання на ПРНМ тиристорного електропривода з двигуном постійного струму послідовного збудження.

Качественное управление посредством электропривода производственными механизмами является актуальной и сложной задачей. Сложность этой задачи обусловлена нелинейным видом изменяющихся в процессе работы характеристик и внутренних параметров большинства электромеханических объектов.

Исследование и первоначальную отладку новых систем управления, а также корректировку настройки системы управления в процессе работы (для обеспечения заданного качества управления) целесообразно выполнять на имитационной математической модели, описывающей с достаточной точностью реальный объект [8, 14]. Такая модель может быть рассчитана по известным характеристикам внутренних параметров объекта либо найдена во время его функционирования из текущих значений контролируемых координат объекта управления. Для ускорения поиска параметров модели и анализа её работы требуется, чтобы структура модели отображала физические процессы в объекте и имела минимальное число искомых параметров, особенно для моделей нелинейных объектов.

Для построения моделей изменяющихся объектов в последнее время широко используются искусственные нейронные сети (НС), способные обучаться и имеющие возможности универсальных аппроксиматоров [2, 14]. Универсальность в таких сетях (например, сети Джордана, Эльмана, перцептроны с внешними обратными связями) достигается за счёт использования нелинейных активационных функций нейронов, многослойности сети и большого числа соединений [2]. Однако, как правило, обучение НС выполняется за десятки и сотни эпох, останавливается в локальных

оптимумах и по значениям весовых коэффициентов НС невозможно идентифицировать характеристики внутренних параметров объекта.

Для идентификации параметров как линейного, так и нелинейного объекта, по его модели на НС требуется, чтобы структура модели была подобна объекту, имела минимальное число искомых параметров, и существовало чёткое соответствие между значениями сигналов в модели и в объекте. В этом случае желательно наряду с существующими преимуществами НС обеспечить "прозрачность" этих сетей, т.е. наличие возможности связать значения сигналов в сети с процессами в реальном объекте.

Согласно [15], модели линейных объектов целесообразно выполнять в виде рекуррентных нейронных сетей (РНС) с линейными функциями активации, структура которых способна представлять объект в пространстве состояний. Перспективность использования РНС для получения модели электропривода подтверждается в [3]. В [11] получены выражения для расчёта модели на РНС линейного объекта по известным значениям его внутренних параметров. В [10] показана возможность идентификации с высокой точностью внутренних параметров линейного объекта по весовым коэффициентам РНС, представляющей его модель, на примере тиристорного электропривода (ТЭП) с двигателем постоянного тока независимого возбуждения. Предлагаемые в различных источниках, в том числе [3, 10, 11, 15], модели на РНС являются рекуррентными моделями динамических систем. Построение таких линейных математических моделей типа "вход—выход" по экспериментальным данным в виде временных рядов достаточно подробно рассмотрено в [7], хотя при этом не используется термин "РНС". Термин "РНС"

для линейных рекуррентных моделей динамических систем вполне оправдан, так как разработаны градиентные алгоритмы обучения этих структур, элементы их сходны с нейронами, например, РНС Хопфилда [17].

Линеаризация нелинейного объекта справедлива только на небольших интервалах времени, на длительном интервале возникают значительные ошибки модели. В статье [16] рассмотрены вопросы инициализации и обучения РНС (называемых авторами "динамическими НС") для идентификации нелинейных моделей объектов. Авторы отмечают, что очень важным фактом, влияющим на результат обучения, являются начальные значения состояний скрытого слоя (как при обучении, так и при применении сетей). Компенсация некорректно заданных начальных состояний при обучении осуществляется настройкой параметров сети и, в первую очередь, коэффициентов смещений (bias), что приводит к нежелательным эффектам (особенно в нелинейных моделях). Начальные состояния весовых коэффициентов таких сетей могут быть найдены предварительным расчётом, который в статье не рассматривается.

В работе [14] прямую модель объекта предлагается выполнять в виде РНС с нелинейной функцией активации (например, в виде гиперболического тангенса). Входные сигналы сети и сигналы обратной связи через блоки задержки подаются на входы первого слоя нейронов. Такая сеть является универсальным аппроксиматором, однако после настройки сети отсутствует соответствие между сигналами в сети и значениями физических координат в объекте, что не позволяет выполнять последующую идентификацию внутренних параметров объекта по весовым коэффициентам сети. В работе [12] предложены достаточно "прозрачные" степенные РНС, позволяющие эмулировать нелинейный объект, содержащий нелинейности параметров только для одного элемента вектора состояния либо вектора входного сигнала. Однако, в реальных электромеханических объектах достаточно часто наблюдается нелинейная зависимость параметров от различных элементов векторов состояния объекта и входных сигналов. Существуют также нелинейные зависимости внутренних параметров объекта от производных составляющих этих векторов. В этом случае модели, выполненные на степенных РНС, не способны с необходимой точностью описывать объект, в чём убедился автор методом имитационного моделирования.

В [2] описаны полиномиальные НС прямого распространения, относящиеся к функционально связанным сетям. В этих сетях скрытый слой расширяет входное пространство с помощью полиномиального преобразования входного вектора $z = (z_1, z_2, \dots, z_n)^T$, в основе которого лежит полиномиальное разложение Колмогорова-Габора. Такая полиномиальная сеть прямого распространения

реализует преобразование

$$y = w_0 + \sum_{i=1}^n w_i z_i + \sum_{i_1=1}^n \sum_{i_2=1}^n w_{i_1 i_2} z_{i_1} z_{i_2} + \dots + \sum_{i_1=1}^n \sum_{i_2=1}^n \dots \sum_{i_i=1}^n w_{i_1 i_2 \dots i_i} z_{i_1} z_{i_2} \dots z_{i_i}, \quad (1)$$

где y — выход сети, $w_0 \dots w_{i_1 i_2 \dots i_i}$ — весовые коэффициенты выходного слоя нейронов сети. Сеть при достаточно высоких степенях сигналов, согласно теореме Стоуна-Вейерштрасса, позволяет достигнуть сколь угодно высокой точности аппроксимации нелинейной функции [2]. Однако из-за своей прямонаправленности такая сеть не способна описывать динамику объекта без дополнительных внешних обратных связей.

В работах Ивахненко А.Г. [5, 6] при построении моделей нелинейных функций или процессов с использованием полиномиального разложения показана возможность резкого сокращения объёма вычислений, достигаемая при отбрасывании части членов полиномов ("уравнений регрессии") или при использовании метода группового учёта аргумента. Автор также отмечает, что необходимо оценивать модели согласно внешним критериям (определение которых основано на новой информации о "свежих" точках, не использованных при синтезе моделей) [6]. В этом случае ошибка для моделей высокой сложности (с высокими степенями полиномов) при исследовании её в различных режимах становится больше, чем для более простых моделей.

Анализ перечисленных выше литературных источников показал, что задача нахождения моделей нелинейных объектов на НС является актуальной и в настоящее время ей уделяется большое внимание в научно-технической литературе. Модели, выполненные на РНС с линейными функциями активации, имеют высокую точность [11, 15], возможна идентификация параметров объекта по его модели на РНС [10], однако их применение возможно только для линейных объектов либо при линеаризации объекта на коротком промежутке времени. При обучении моделей нелинейных объектов на РНС с нелинейными функциями активации, способных представлять нелинейный объект, возникают сложности, связанные с выбором начальных значений весовых коэффициентов [16] и отсутствием "прозрачности РНС", что не позволяет выполнить последующую идентификацию внутренних параметров объекта [14]. Возможности полиномиального разложения нелинейных функций рассмотрены только для сетей прямого распространения [2, 5] и востребовано развитие этих идей для сетей с обратными связями. Решение данной задачи степенными РНС [12] показало воз-

возможность получения "прозрачных" моделей нелинейных объектов, однако высокая точность этих моделей возможна только для ограниченных видов нелинейностей объекта. Результаты, полученные в работах [5, 6], показали необходимость исследования полиномиальных моделей нелинейных объектов с различными степенями полиномов и уменьшенным числом членов полиномов.

По мнению автора наиболее быстрая коррекция модели изменяющегося объекта в процессе его работы может быть выполнена градиентными алгоритмами обучения РНС. Алгоритмы обучения разрабатываются и совершенствуются, если известна структура РНС. Структура РНС может быть определена при использовании известных знаний о математической модели нелинейного объекта, что в научной литературе не рассматривалось.

Цель статьи. Разработка общей методики построения моделей нелинейного объекта на полиномиальных РНС (ПРНС) по его известной математической модели и исследования полученных моделей методом математического моделирования.

Общие выражения расчёта модели нелинейного объекта на ПРНС. Математической основой ПРНС являются рекуррентные модели с использованием полиномиальной аппроксимации для описания существующих нелинейностей, что используется при выводе аналитических зависимостей при расчёте ПРНС.

Пусть объект в пространстве состояний описывается в виде нелинейной системы уравнений

$$\dot{x} = Ax + Bu, \quad (2)$$

где x — вектор состояния объекта, $x = [x_1, x_2, \dots, x_q]^T$; u — вектор входных сигналов, $u = [u_1, u_2, \dots, u_m]^T$; A — матрица нелинейных коэффициентов, размером $q \times q$; B — матрица нелинейных коэффициентов, размером $q \times m$. Будем считать, что измеряется весь вектор состояния, тогда выход объекта равен вектору состояний.

В общем случае (теоретически) для нелинейного объекта коэффициенты матриц A и B могут быть нелинейными от всех элементов вектора состояния объекта, от всех входных (управляющих и возмущающих) сигналов и от всех производных всех координат объекта и входных (управляющих и возмущающих) сигналов.

Для описания нелинейных коэффициентов удобно записать уравнение объекта (2) в виде

$$\dot{x} = CY, \quad (3)$$

где $Y = [x_1, x_2, \dots, x_q, u_1, u_2, \dots, u_m]^T$ — вектор размера $1 \times K$, ($K = q + m$), объединяющий векторы состояния объекта и входных сигналов; C — матрица нелинейных коэффициентов размером $q \times K$, полученная объединением матриц A и B .

Для матриц

$$A = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1q} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2q} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{q1} & a_{q2} & \dots & a_{qq} \end{bmatrix}, \quad B = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & \dots & b_{1m} \\ b_{21} & b_{22} & \dots & b_{2m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ b_{q1} & b_{q2} & \dots & b_{qm} \end{bmatrix}$$

матрица C запишется следующим образом:

$$C = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1q} & b_{11} & b_{12} & \dots & b_{1m} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2q} & b_{21} & b_{22} & \dots & b_{2m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{q1} & a_{q2} & \dots & a_{qq} & b_{q1} & b_{q2} & \dots & b_{qm} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & \dots & c_{1K} \\ c_{21} & c_{22} & \dots & c_{2K} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ c_{q1} & c_{q2} & \dots & c_{qK} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Для удобства переобозначим элементы вектора Y через y_i , где $i = 1, \dots, K$

$$Y = [y_1, y_2, \dots, y_K]^T. \quad (5)$$

Модель объекта на РНС (в том числе и ПРНС) строится по разностным уравнениям этого объекта. При записи уравнения (3) в разностном виде для n -го такта счёта вектор Y имеет вид

$$Y = [y_{1n}, y_{2n}, \dots, y_{Kn}]^T, \quad (6)$$

где $y_{in} = \begin{cases} x_{in-1}, & \text{для } i = 1, 2, \dots, q; \\ u_{jn} (j = i - q), & \text{для } i = q + 1, q + 2, \dots, K. \end{cases}$

Когда существует нелинейная зависимость элементов матрицы C от всех элементов вектора состояния и всех входных сигналов, то вектором величин, от которых имеются нелинейности, является вектор Y . В случае существования зависимости элементов матрицы C не только от этих сигналов, но и от производных элементов вектора состояния и входных сигналов по времени, для простоты описания введём новый объединённый вектор Z (объединяющий величины, от которых имеются нелинейности)

$$Z = [y_1, \dots, y_K, dy_1, \dots, dy_K, d^2y_1, \dots, d^2y_K, \dots, d^p y_1, \dots, d^p y_K]^T \quad (7)$$

размером $R = K(P + 1)$, где $d^i y$ — i -ые производные по времени элементов вектора Y . При этом количество производных для всех элементов вектора Y взято одинаковым, равным P . Вектор $Z = [z_1, z_2, \dots, z_R]^T$ может быть представлен в разност-

ном виде $Z_n = [z_{1n}, z_{2n}, \dots, z_{Rn}]^T$, при этом

$$z_{in} = \begin{cases} y_{i,n} & \text{для } i=1, \dots, K, \\ dy_{j,n} & (j=i-K) \text{ для } i=K+1, K+2, \dots, 2K, \\ dy_{j,n}^2 & (j=i-2K) \text{ для } i=2K+1, 2K+2, \dots, 3K, \\ \dots & \\ dy_{j,n}^p & (j=i-pK) \text{ для } i=pK+1, pK+2, \dots, (p+1)K, \end{cases} \quad (8)$$

где $dy_{j,n}, dy_{j,n}^2, \dots, dy_{j,n}^p$ — соответствующие производные по времени для n -го такта счёта элементов вектора Y .

Для нахождения весовых коэффициентов ПРНС запишем уравнение (3) в разностном виде при вычислении производной на последующем такте

$$x_n = x_{n-1} + TCY_n, \quad (9)$$

где T — такт счёта. В структуре ПРНС, согласно уравнению (9), для каждого нейрона, выходом которого является переменная состояния, вводится задержанная на один такт счёта положительная единичная обратная связь по этой переменной, (первое слагаемое x_{n-1} в уравнении (9)). С учётом этого все остальные весовые коэффициенты сети рассчитываются по следующей формуле:

$$W = Pol_r(TC), \quad (10)$$

где $Pol_r(\)$ — функция нахождения коэффициентов полинома степени r для выражения, находящегося в скобках; W — матрица весовых коэффициентов ПРНС, имеющая структуру, аналогичную матрице из выражения (4). Полиномиальное разложение выполняется независимо для каждого элемента матрицы C

$$W = \begin{bmatrix} Pol_r(Tc_{11}) & Pol_r(Tc_{12}) & \dots & Pol_r(Tc_{1K}) \\ Pol_r(Tc_{21}) & Pol_r(Tc_{22}) & \dots & Pol_r(Tc_{2K}) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ Pol_r(Tc_{q1}) & Pol_r(Tc_{q2}) & \dots & Pol_r(Tc_{qK}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} w_{11} & w_{12} & \dots & w_{1K} \\ w_{21} & w_{22} & \dots & w_{2K} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ w_{q1} & w_{q2} & \dots & w_{qK} \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Общая структура ПРНС, соответствующая уравнениям (9)—(11), показана на рис. 1. Функции активации нейронов ПРНС являются линейными с коэффициентами, равными единице.

При полиномиальном разложении для каждого нелинейного элемента c_{ij} матрицы C требуется знание

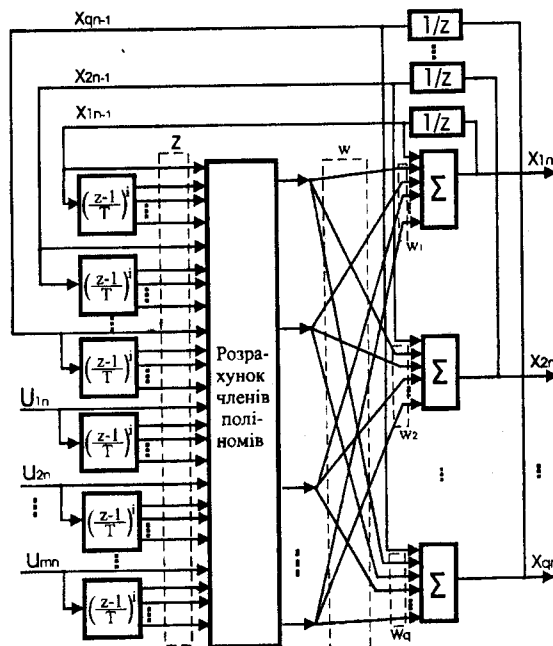


Рис. 1

$$N = (r+1)^R \quad (12)$$

коэффициентов полиномов. Например, при $R=10$ и $r=3$ число коэффициентов превысит миллион (1048576). Для $R=30$ и $r=5$ число коэффициентов составит $2,21 \cdot 10^{23}$, определение которых потребует огромных вычислительных ресурсов.

Знание физических процессов в объекте даёт возможность выделить наиболее существенные нелинейности, имеющиеся в объекте, что позволяет на порядки снизить количество коэффициентов ПРНС. Обычно элементы c_{ij} характеризуются нелинейностью относительно одного, двух или трёх элементов вектора Z либо являются линейными. Если при этом ограничить степени представляющих элементы c_{ij} полиномов до трёх, то число коэффициентов будет соответственно 4, 16 и 64, что вполне приемлемо для практики. При выполнении практических расчётов моделей конкретных электромеханических объектов требуются уточнения, связанные с нормализацией сигналов и с выбором степеней полиномов, а также необходима проверка полученных моделей методом имитационного моделирования. Рассмотрим определение структуры и весовых коэффициентов ПРНС, согласно полученных выше общих выражений, применительно к модели ТЭП с двигателем постоянного тока последовательного возбуждения (ДПТПВ), имеющего различные виды нелинейностей.

Расчёт модели ТЭП с ДПТПВ, выполненной на ПРНС. Данный привод включает в себя тиристорный преобразователь и двигатель постоянного тока. На привод подаётся управляющее воздействие в виде напряжения управления на входе преобразо-

вателя U_y и возмущающее воздействие в виде статического момента сопротивления M_C , имеют три выходных координаты: напряжение на зажимах двигателя U (напряжение с выхода преобразователя), якорный ток двигателя I и угловая скорость ротора двигателя ω .

Динамика привода при непрерывном якорном токе двигателя описывается системой нелинейных уравнений [13]

$$\begin{aligned} T_\mu \frac{dU}{dt} + U &= k(U_y) U_y, \\ L(I, D) \frac{dI}{dt} + I R_d &= U - c \Phi(I, D) \omega, \\ J(\omega) \frac{d\omega}{dt} &= c \Phi(I, D) I - M_C, \end{aligned} \quad (13)$$

где $k(U_y)$ — коэффициент усиления тиристорного преобразователя, зависящий (при линейном опорном напряжении системы импульсно-фазового управления (СИФУ)) от напряжения управления; T_μ — усреднённое значение постоянной времени тиристорного преобразователя; R_d — эквивалентное активное сопротивление цепи постоянного тока (зависит от температуры обмоток, при этом постоянная времени нагрева на порядки превышает постоянные времени электромагнитных и электромеханических переходных процессов, в рассматриваемом примере R_d принимаем неизменным; $L(I, D)$ — эквивалентная индуктивность цепи постоянного тока, зависящая от тока якоря двигателя и производной якорного тока двигателя $D = dI/dt$; $c\Phi(I, D)$ — произведение конструктивной постоянной двигателя c на значение магнитного потока двигателя Φ , зависящего от тока якоря двигателя и производной якорного тока двигателя; $J(\omega)$ — приведенный к валу двигателя момент инерции привода. Указанный момент инерции привода для ряда механизмов (например, центрифуги, барабанные сушилки, сепараторы) зависит от угловой скорости ротора или от угла поворота ротора (роботы, экскаваторы, устройства, имеющие коленчатый вал и другие).

Эквивалентную индуктивность L можно представить в виде суммы следующих индуктивностей: якоря L_α , рассеяния L_δ и индуктивности от значений полезного потока обмотки возбуждения L_B [1]

$$L = L_\alpha + L_\delta + L_B. \quad (14)$$

Индуктивности якоря и рассеяния можно принять постоянными величинами, индуктивность от полезного потока обмотки возбуждения изменяется при работе двигателя и может быть определена из кривой намагничивания [1], представляющей зависимость полезного потока от МДС, создаваемой обмоткой возбуждения. Индуктивность, обусловленная полезным магнитным потоком Φ , пронизывающим полюс, согласно

[1], определяется выражением

$$L_B = 2p w_n d\Phi / dI, \quad (15)$$

где w_n — число витков на одном полюсе, $2p$ — число полюсов машины. Зависимость индуктивности от производной потока объясняется тем, что в уравнении тока (второе уравнение системы (13)) через индуктивность определяется ЭДС самоиндукции, которая зависит от скорости изменения магнитного потока. Падение напряжения на индуктивности, равное ЭДС самоиндукции, можно вычислить по выражению

$$U_L = 2p w_n d\Phi / dt. \quad (16)$$

Выразив приращение потока $d\Phi$ из выражения (15) и подставив в уравнение (16), получим с учетом того, что $L_B \gg L_\alpha + L_\delta$, используемое во втором уравнении системы (13) выражение для ЭДС самоиндукции

$$U_L = L dI / dt. \quad (17)$$

Зависимость эквивалентной индуктивности цепи постоянного тока $L(I, D)$ не только от якорного тока, но и от его производной объясняется тем, что при изменении во времени тока и, следовательно, магнитного потока проявляется влияние вихревых токов в толще магнитного материала и влияние магнитной вязкости [9]. Согласно исследованиям Аркадьева В.К. и Поливанова К.М., влияние вихревых токов и магнитной вязкости на процесс перематчивания проявляется в зависимости индуктивности не только от значения напряженности поля, но также от скоростей изменения напряженности и индукции и от производных этих величин более высокого порядка [9]. В уравнении (13) нелинейность индуктивности принимается только от скорости изменения напряженности поля, т.е. от производной якорного тока двигателя.

Для рассматриваемой системы (13) векторы переменных состояния x и входных сигналов u имеют вид

$$x = [U, I, \omega]^T, \quad u = [U_y, M_C]^T. \quad (18)$$

Обобщенный вектор Z с учетом зависимости параметров привода от производной якорного тока двигателя, согласно выражению (8), имеет вид $Z = [U, I, \omega, U_y, M_C, D]^T$. Матрицы коэффициентов A и B , согласно уравнениям (2) и (13), с учетом выражения (18) следующие:

$$A = \begin{bmatrix} -T_\mu^{-1} & 0 & 0 \\ L^{-1}(I, D) & -R_d L^{-1}(I, D) & -L^{-1}(I, D) c \Phi(I, D) \\ 0 & J^{-1}(\omega) c \Phi(I, D) & 0 \end{bmatrix}, \quad (19)$$

$$B = \begin{bmatrix} T_{\mu}^{-1}k(U_y) & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & -J^{-1}(\omega) \end{bmatrix}.$$

При представлении объекта в виде выражения (3) матрица C , исходя из выражений (19), будет иметь вид

$$C = \begin{bmatrix} c_{11} & 0 & 0 & c_{14} & 0 \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 \\ 0 & c_{32} & 0 & 0 & c_{35} \end{bmatrix}, \quad (20)$$

где $c_{11} = -T_{\mu}^{-1}$, $c_{21} = L^{-1}(I, D)$, $c_{22} = -R_d L^{-1}(I, D)$,

$$c_{23} = -L^{-1}(I, D)c\Phi(I, D), \quad c_{32} = J^{-1}(\omega)c\Phi(I, D),$$

$$c_{14} = T_{\mu}^{-1}k(U_y), \quad c_{35} = -J^{-1}(\omega).$$

Не равные нулю элементы c_{ij} матрицы C определяются в соответствии с формулой (20). Так элемент c_{11} является константой; элементы c_{14} и c_{35} — функциями от одной переменной U_y и ω соответственно; элементы c_{21}, c_{22}, c_{23} — функциями от двух переменных I и D ; элемент c_{32} представляется функцией от трёх переменных I, D и ω .

Используя уравнение (9), система уравнений (1) в разностном виде с учётом выражения (20) принимает вид

$$U_n = U_{n-1} + T c_{11} U_{n-1} + T c_{14} U_{y,n},$$

$$I_n = I_{n-1} + T c_{21} U_{n-1} + T c_{22} I_{n-1} + T c_{23} \omega_{n-1}, \quad (21)$$

$$\omega_n = \omega_{n-1} + T c_{32} I_{n-1} + T c_{35} M_n.$$

Матрица весовых коэффициентов W для модели ТЭП с ДПТПВ, согласно уравнений (11) и (12), имеет вид

$$W = \begin{bmatrix} w_{11} & 0 & 0 & w_{14} & 0 \\ w_{21} & w_{22} & w_{23} & 0 & 0 \\ 0 & w_{32} & 0 & 0 & w_{35} \end{bmatrix}, \quad (22)$$

где $w_{11} = \text{Pol}_r(-T_{\mu}^{-1}T)$, $w_{21} = \text{Pol}_r(L^{-1}(I, D)T)$,

$$w_{22} = \text{Pol}_r(-R_d L^{-1}(I, D)T), \quad w_{32} = \text{Pol}_r(J^{-1}(\omega)c\Phi(I, D)T),$$

$$w_{23} = \text{Pol}_r(-L^{-1}(I, D)c\Phi(I, D)T), \quad w_{14} = \text{Pol}_r(T_{\mu}^{-1}k(U_y)T),$$

$$w_{35} = \text{Pol}_r(-J^{-1}(\omega)T).$$

Для удобства изображения на рисунках и представления ПРНС в программах для выполнения в

дальнейшем обучения и расчётов ПРНС по экспериментальным данным удобно ввести полиномиальные блоки, рассчитывающие полиномиальные члены с заданными степенями входных сигналов. Обозначением полиномиального блока являются три буквы "POL", расположенные сверху блока. Блок имеет на входе сигналы, формирующие полиномиальную зависимость. Внутри блока (рис. 2) возле каждого входного сигнала ставится число, например "r", без скобок, обозначающее, что выходные сигналы блока содержат полиномиальные члены со всеми степенями от 0 до "r" этой переменной. Если число возле входного сигнала находится в скобках, например "(1)" возле верхнего входа, тогда выходные сигналы блока содержат полиномиальные члены с этой переменной только в степени, указанной в скобках. Выходами блока являются результаты расчёта всех полиномиальных членов с заданными степенями входных сигналов.

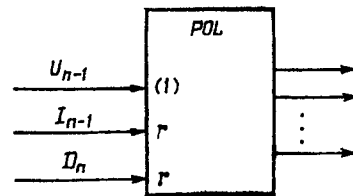


Рис. 2

Структура модели нелинейного ТЭП с ДПТПВ на ПРНС с использованием полиномиальных блоков, соответствующая уравнениям (21) и (22), показана на рис. 3. Данная ПРНС, разработанная с

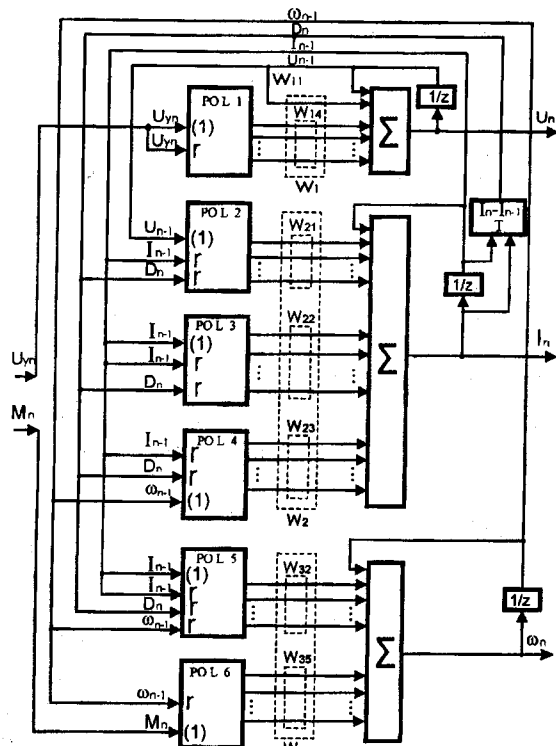


Рис. 3

использованием знаний об объекте, при порядке полиномов $r=3$ имеет небольшие длины векторов элементов матрицы W , приведённые в табл. 1.

Таблица 1

Элементы W	w_{11}	w_{14}	w_{21}	w_{22}	w_{23}	w_{32}	w_{35}
Длина вектора	1	4	16	16	16	64	4

Общее число весовых коэффициентов ПРНС (общая длина векторов в табл. 1) составляет 121. Если не использовать предварительные знания об объекте и предположить, что имеются нелинейности всех элементов матрицы от элементов вектора состояния и входных сигналов и их первых производных ($R=3+2+5=10$), то число весовых коэффициентов ПРНС (длина векторов w_{ij} , $i=1,2,3$, $j=1,2,\dots,5$) для каждого элемента матрицы C (формула (12)) превысит миллион (4^{10}), что неприемлемо для практического использования. Согласно приведенному расчету, построенная по разработанной методике ПРНС, представляющая модель этого объекта, имеет число весовых коэффициентов в 130000 ($15 \cdot 4^{10}/121$) раз меньше по сравнению с ПРНС, составленной для всех возможных вариантов нелинейных зависимостей.

Вычисление значений весовых коэффициентов ПРНС. Расчёт и исследование моделей на ПРНС выполнялись для ТЭП с ДПТПВ со следующими характеристиками: двигатель типа МП-62, имеющий следующие параметры: $U=220$ В, $I_n=260$ А (ПВ=25%), $\omega_n=53,4$ с⁻¹; $c=78,5$; номинальное значение магнитного потока $\Phi_n=0,048$ Вб; индуктивность якоря $L_{\text{я}}=0,00475$ Гн; индуктивность потоков рассеяния $L_{\delta}=0,0037$ Гн; момент инерции ротора двигателя $J=0,56$ кг·м²; для ТЭП принимались: $T_{\mu}=0,01$ с; $R_{\text{д}}=0,0647$ Ом (при температуре 75°); СИФУ выполнена с линейным опорным напряжением. Характеристика статической кривой намагничивания двигателя $\Phi=f(I)$ и зависимости индуктивности полезного потока обмотки возбуждения от якорного тока двигателя $L_{\text{в}}=f(I)$ даны в табл. 2 [1].

Более точное описание кривой намагничивания выполняется динамическими петлями гистерезиса, учитывающими также скорость изменения тока (скорость перемагничивания) [1]. Динамические петли гистерезиса шире соответствующих статических за счёт вихревых токов и магнитной вязкости [9].

Наличие зависимости $\Phi(I, D)$ позволяет проверить способности ПРНС представлять модель нелинейного объекта, имеющего нелинейные характеристики внутренних параметров, зависящие от производных координат объекта. Эта зависимость (рис. 4, а) используется в данной работе для проверки методики расчёта ПРНС и не претендует на точное отображение ею намагничивания в

реальном двигателе.

Таблица 2

I, A	$\Phi, \text{Вб} \cdot 10^{-3}$	$L_{\text{в}}, \text{Гн} \cdot 10^{-3}$
20	7	36
40	13,5	34,5
60	20,4	32
80	26,4	28,5
100	31,6	24
120	35,1	19,5
140	37,9	15
160	41	11
180	42,6	9
200	44,1	7,5
220	45,5	6,3
240	46,8	5,5
260	48	5
280	49,1	4,5
300	50,1	4,2
320	51	4

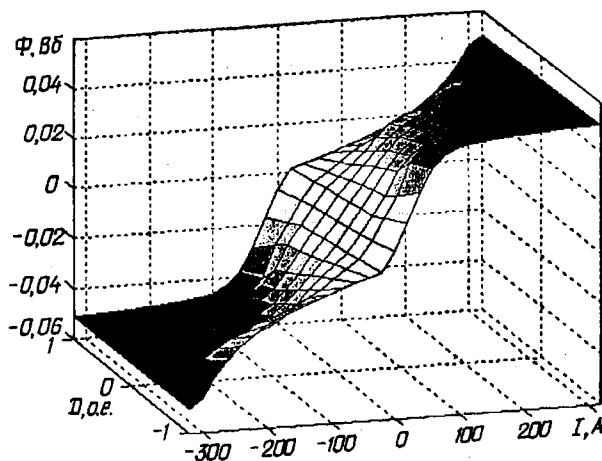


Рис. 4,а

Поскольку характеристики намагничивания реальных двигателей с учётом скорости перемагничивания в научно-технической литературе не приводятся, то в последующем такие характеристики могут быть получены из моделей на ПРНС, рассчитанных или обученных из экспериментальных данных работы двигателя. Значения производной тока вычислялись в относительных единицах (в нормализованном виде) как отношение текущих значений производной тока двигателя к максимально возможному значению этой производной

$$D_{\text{о.е.}} = D / D_{\text{max}}, \quad (23)$$

где $D_{\text{max}} \approx 8000$ А/с определено методом имитации

онного моделирования.

Согласно уравнению (15), индуктивность полезного потока обмотки возбуждения двигателя зависит от производной магнитного потока. Зависимость эквивалентной индуктивности якорной цепи от тока и производной тока двигателя, вычисленная по формуле (14), показана на рис. 4, б, поверхность L .

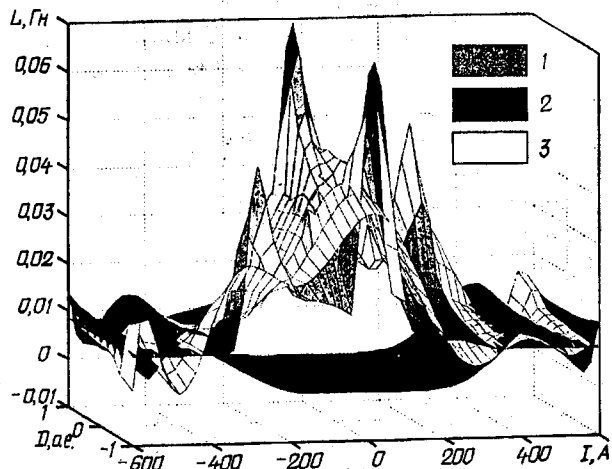


Рис. 4, б

В СИФУ тиристорного преобразователя используется опорное линейное напряжение, поэтому коэффициент передачи тиристорного преобразователя является нелинейной зависимостью от U_y и определяется из соотношения [13]

$$k(U_y) = \frac{E_{d0}}{U_y} \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{U_y}{U_{on.max}}\right), \quad (24)$$

где E_{d0} — максимальное значение ЭДС на выходе преобразователя, определяемое его схемой и входным напряжением (при линейном напряжении сети, равном 220 В, $E_{d0} = 297$ В); $U_{on.max}$ — максимальное значение пилообразного опорного напряжения, равное 10 В.

Зависимость приведенного момента инерции к валу двигателя от угловой скорости двигателя $J(\omega)$ зададим в виде следующего аналитического выражения:

$$J = J_D + 0,8 \left(1 + e^{-0,2|\omega| - 5}\right)^{-1}. \quad (25)$$

Подобную характеристику, как отмечалось выше, могут иметь центрифуги, сепараторы барабанные, сушилки и другие механизмы.

Значения реальных физических координат объекта измеряются в различных единицах измерения и выражаются числами, отличающимися на порядки, а возможно и на десятки порядков. Как показали проведенные автором исследования при расчёте полиномов высоких степеней для сигнала

лов, численные значения которых отличаются на порядки или десятки порядков, из-за ограничения представления чисел в вычислительных машинах [4] возникают ситуации, когда полиномы высоких степеней описывают нелинейный объект со значительно большей ошибкой, чем полиномы небольшой степени. При этом может возникнуть ситуация, когда не удаётся обеспечить необходимую точность представления нелинейной зависимости полиномами. В этом случае значительно увеличить точность полиномов можно, применив нормализацию их входных сигналов.

В рассматриваемой модели ТЭП с ДПТПВ на рис. 3, выполненной на полиномиальных блоках, напряжение управления изменяется в небольших пределах (от 0 до 10 В) и существует только степенная зависимость напряжения на двигателе U от напряжения управления U_y в блоке POL1. Полиномиальные зависимости внутренних параметров привода от сигнала U_y отсутствуют, поэтому нормализацию напряжения управления U_y можно не выполнять. Напряжение U двигателя и момент его сопротивления M_c не являются величинами, от которых зависят нелинейные характеристики внутренних параметров привода, поэтому нормализацию этих сигналов также выполнять не нужно.

Сигналы I , D и ω используются в полиномах в различных сочетаниях. Изменения их значений происходят в следующих диапазонах: ток якоря двигателя — от 0 до $\pm I_{max}$ ($I_{max} = 600$ А); производная якорного тока — от 0 до $\pm D_{max}$ ($D_{max} = 8000$ А/с); угловая скорость ротора двигателя — от 0 до $\pm \omega_{max}$ ($\omega_{max} = 70$ рад/с). Рассматриваемые сигналы поступают как на "полиномиальные" входы (обозначенные на рис. 3 внутри блока POL без скобок), так и на "сигнальные" входы (обозначенные на рис. 3 скобками). Нормализацию сигналов, поступающих на сигнальные входы, выполнять не нужно, чтобы модель на ПРНС формировала выходные сигналы в том же масштабе, как и реальный объект. Сигналы на полиномиальных входах необходимо нормализовать, для чего устанавливаются блоки нормализации с коэффициентами передачи соответственно I_{max}^{-1} , D_{max}^{-1} , ω_{max}^{-1} . Применение нормализации сигналов на входе полиномиальных блоков требует выполнения расчёта коэффициентов полиномов (весовых коэффициентов w_i , ПРНС) с учётом этой нормализации, при этом входные сигналы нелинейных характеристик внутренних параметров объекта нормализуются, а выходные — остаются без изменения.

Расчёт коэффициентов полиномов выполнялся с помощью специально разработанной программы на языке Matlab, входными переменными которой являлись: степень полинома, коэффициенты нормализации, значения аргументов и функций нелинейных характеристик; выходом являлся вектор, состоящий из коэффициентов искомого полинома. Для исследования влияния степени полинома

мов на точность моделей на ПРНС вычислялись коэффициенты для второй, пятой и десятой степеней полиномов.

В общем случае необходимо представить в виде полиномов умноженные на T все элементы матрицы C из зависимости (20). В табл. 3 приведены значения весовых коэффициентов ПРНС при представлении нелинейных характеристик полиномами второй степени (вычисленные коэффициенты полиномов более высоких степеней из-за большого количества коэффициентов в статье не приводятся).

Таблица 3

w_{11}	-0,05								
w_{14}	2,3389	-0,00927	-0,00771						
w_{21}	0,0221	$-1,09 \cdot 10^{-5}$	0,00478	$-1,11 \cdot 10^{-4}$	-0,00581	$1,43 \cdot 10^{-4}$	0,05309	$8,23 \cdot 10^{-6}$	-0,00788
w_{22}	-0,00143	$7,05 \cdot 10^{-7}$	$-3,09 \cdot 10^{-4}$	$7,22 \cdot 10^{-4}$	$3,76 \cdot 10^{-4}$	$-9,24 \cdot 10^{-6}$	-0,00343	$-5,32 \cdot 10^{-7}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$
w_{23}	$8,17 \cdot 10^{-4}$	0,0502	-0,00104	-0,2937	$5,68 \cdot 10^{-5}$	0,001596	$-9,54 \cdot 10^{-4}$	-0,06173	0,001221
w_{32}	$-1,16 \cdot 10^{-5}$	$-7,59 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-5}$	0,004324	$-3,5 \cdot 10^{-7}$	-0,000139	$1,7 \cdot 10^{-5}$	0,0011	$-2,16 \cdot 10^{-5}$
w_{35}	$5,46 \cdot 10^{-4}$	0,000357	$-6,91 \cdot 10^{-4}$	-0,00203	$1,64 \cdot 10^{-7}$	$6,57 \cdot 10^{-5}$	-0,000008	-0,000517	$1,01 \cdot 10^{-5}$
w_{33}	$-1,07 \cdot 10^{-6}$	-0,00007	$1,36 \cdot 10^{-4}$	0,000399	$-3,23 \cdot 10^{-4}$	$-1,29 \cdot 10^{-5}$	$1,57 \cdot 10^{-4}$	0,000102	$-1,99 \cdot 10^{-4}$
w_{35}	-0,000766	0,00036	$-7,07 \cdot 10^{-4}$						

Согласно зависимости (22) элемент w_{11} является константой, $w_{11} = -T_{\mu}^{-1}T = -0,05$, где $T = 0,0005$ с. Элементы w_{14} и w_{35} представляют собой векторы, состоящие из коэффициентов полиномов, зависящих от одной переменной (соответственно от U_y или ω). Эти полиномы упрощаются до степенных рядов, коэффициенты которых приведены во второй и девятой строках табл. 3. Элементы c_{21} , c_{22} и c_{23} матрицы C зависят от двух сигналов, вследствие чего число коэффициентов полиномов второго порядка w_{21} , w_{22} и w_{23} равно: $(2+1)^2 = 9$. Значения этих коэффициентов даны в табл. 3 в третьей, четвертой и пятой строках соответственно. Элемент матрицы c_{32} зависит от трёх сигналов, поэтому число коэффициентов полинома второго порядка w_{32} равно: $(2+1)^3 = 27$ (табл. 3 с шестой по восьмую строки).

Выполнено исследование точности представления нелинейных характеристик полиномами с использованием и без использования нормализации входных сигналов. В частности, на рис. 4,б показаны результаты представления суммарной индуктивности якорной цепи (поверхность 1 — с

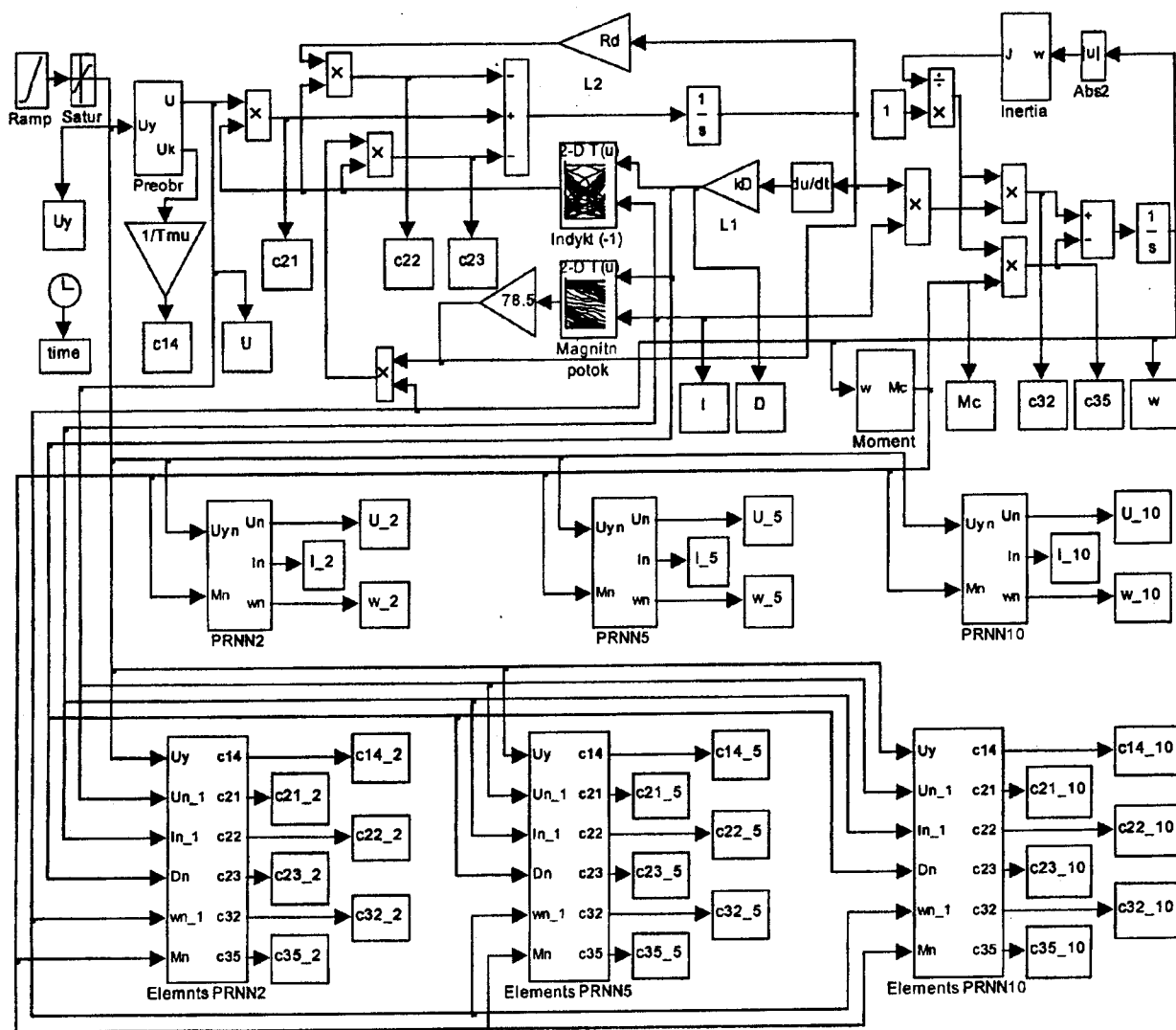


Рис. 5

разными оттенками серого цвета) полиномами десятого порядка с нормализацией входных сигналов (поверхность 3 — белого цвета) и без нормализации (поверхность 2 — черного цвета). Из рисунка видно, что при нормализации сигналов поверхность отображает основные изменения нелинейной характеристики. При отсутствии нормализации сигналов поверхность не отображает заданную нелинейную характеристику.

Создание имитационных моделей и результаты их исследования. На основе системы уравнений (13) разработана имитационная модель ТЭП с ДПТПВ в системе Matlab [4], структурная схема которой показана на рис. 5. Блок *Преобр* реализует модель тиристорного преобразователя. Блоки *Induct(-1)* и *Magnitn_potok* воспроизводят в виде таблиц соответственно нелинейные зависимости обратного значения эквивалентной индуктивности якорной цепи и магнитного потока двигателя от тока и производной тока двигателя. Блок *Inertia* реализует зависимость (25) приведенного к валу двигателя момента инерции от угловой скорости вала двигателя. Блок *Момент* формирует значения момента сопротивления. Блоки PRNN2, PRNN5 и

PRNN10 являются моделями ПРНС, выполненных согласно рис. 3 со степенями полиномов соответственно второй, пятой и десятой степеней. Блоки *Elements PRNN2*, *Elements PRNN5* и *Elements PRNN10* вычисляют значения элементов матрицы *C* из рассчитанных коэффициентов полиномов соответственно второй, пятой и десятой степеней. Блок *L1* с коэффициентом усиления $k_D = 1/8000$ выполняет нормализацию производной тока двигателя. Все ПРНС рассчитывались и моделировались с нормализацией входных сигналов.

На входе преобразователя с помощью блоков *gamr* и *satur* задаётся линейно нарастающий сигнал от 0 до 5,3 В (рис. 6, а). Момент сопротивления задавался сигналом, показанным на рис. 6, б; изменение производной тока двигателя, выраженной в относительных единицах, — на рис. 6, в. На рис. 6, г — б, е сплошной линией показаны результаты пуска ТЭП с ДПТПВ под нагрузкой и снижение нагрузки в промежуток времени с 1 с по 1,5 с, результаты работы модели PRNN2 в этих режимах приведены штриховыми линиями. Точность обработки вектора состояния привода моделью на ПРНС зависит от точности формирования в ПРНС

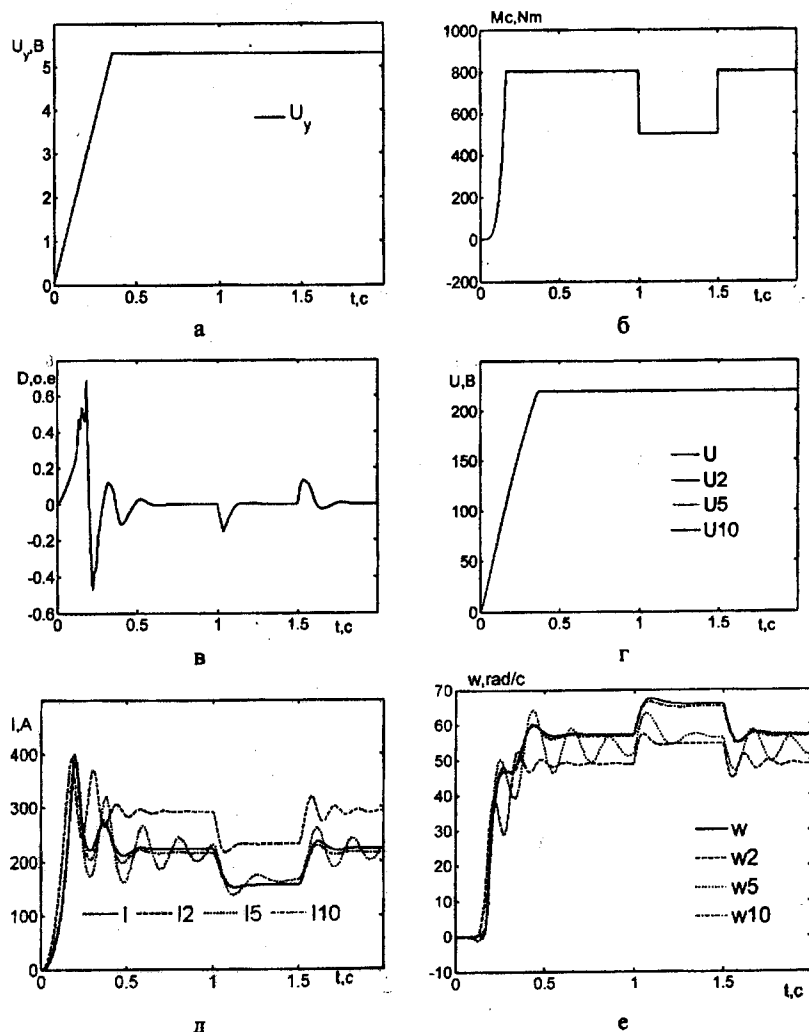


Рис. 6

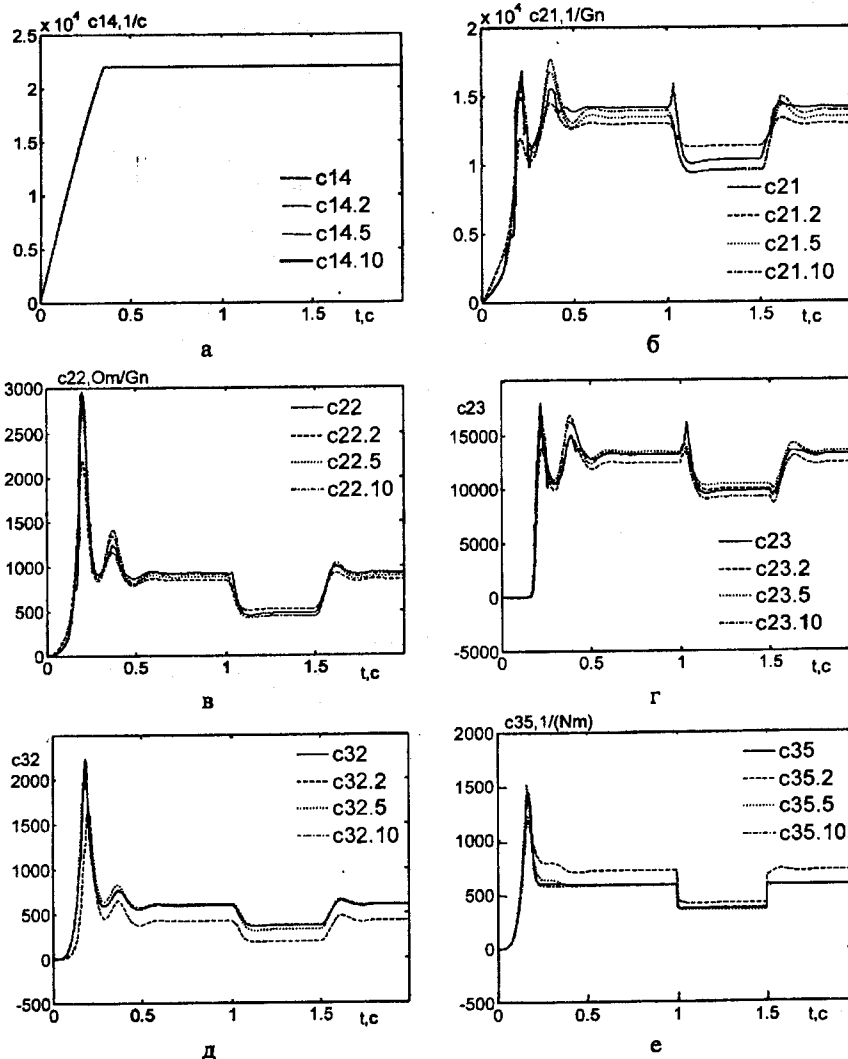


Рис. 7

элементов матрицы C . Результаты обработки элементов матрицы C электроприводом и блоком Elements PRNN2 показаны на рис. 7 соответственно сплошными и штриховыми линиями. Из последнего рисунка видна высокая точность обработки элемента c_{14} . Для элементов c_{21} и c_{22} присутствует ошибка в статике и динамике (составляющая, например, в статике для элемента c_{21} , около 10%). Статическая ошибка для угловой скорости двигателя достигает 16% (рис. 6, e), для тока двигателя — 18% (рис. 6, d).

Повышение точности модели на ПРНС удаётся получить при использовании полиномов более высоких степеней. На рис. 6 и 7 пунктирными и штрихпунктирными линиями, соответственно, показаны результаты моделирования электро-механических процессов ТЭП с ДППВ при использовании полиномов пятой (PRNN5) и десятой степеней (PRNN10). Максимальные ошибки обработки напряжения с выхода преобразователя, якорного тока двигателя и угловой скорости ротора двигателя моделями на ПРНС разных степеней приведены в табл. 4.

Из табл. 4 следует, что точность моделей на

ПРНС существенно возрастает с использованием полиномов более высоких степеней. Статическая и динамическая ошибки модели PRNN10 для тока и угловой скорости двигателя снизились соответственно до 1,8% и 1,2%.

Таблица 4

Степень ПРНС	ПРНС	Максимальные ошибки в %		
		U	I	ω
2	PRNN2	0,038	18,4	16,1
5	PRNN5	0,0012	12,3	12,3
10	PRNN10	0,0001	1,75	1,14

Выводы. 1. Разработанная методика позволяет рассчитать модели на ПРНС для нелинейных динамических объектов с использованием известных математических моделей этих объектов. При этом структура разработанных моделей на ПРНС позволяет учесть особенности конкретного объекта, благодаря чему удаётся значительно уменьшить в ней количество весовых коэффициентов.

2. Результаты математического моделирова-

ния показали, что ошибка переменных вектора состояния (напряжения с выхода преобразователя, якорного тока двигателя и угловой скорости ротора двигателя) математических моделей ТЕП с ДПТПВ, вычисленных по известной математической модели этого объекта, в динамических и статических режимах при использовании полиномов десятой степени, не превышает 2%.

3. На точность моделей на ПРНС существенное влияние оказывает степень полиномов, описывающих нелинейности объекта, и нормализация сигналов. На основе проведенных исследований влияния степени полиномов на точность моделей на ПРНС установлено, что, с ростом степени полиномов при нормализации сигналов возрастает точность моделей.

1. Андреев В.П., Сабинин Ю.А. Основы электропривода. — М.—Л.: Госэнергоиздат. 1963. — 772 с.

2. Бодянский Е.В., Руденко О.Г. Искусственные нейронные сети: архитектуры, обучение, применения. — Харьков: ТЕЛЕТЕХ, 2004. — 372 с.

3. Браславский И.Я., Ишматов З.Ш., Борац Е.И., Аверьянов М.А., Костылев А.В. Нейронный наблюдатель для асинхронного электропривода с прямым управлением момента / Вісник Нац. техн. ун-ту "ХПИ". Тем. вип. "Проблеми автоматизованого електропривода. Теорія і практика". — 2002. — С. 60 — 61.

4. Дьяконов В. П. MATLAB 6.0/6.1/6.5+SP1 + Simulink 4/5. Обработка сигналов и изображений. — М.: СОЛОН-Пресс, 2005. — 592 с.

5. Ивахненко А.Г. Самообучающиеся системы распознавания и автоматического управления. — К.: Техніка, 1969. — 392 с.

6. Ивахненко А.Г. Индуктивный метод самоорганизации моделей сложных систем. — К.: Наук. думка, 1981. — 296 с.

7. Каминский В.А. Идентификация динамических систем по дискретным наблюдениям. Ч. 1. Основы статистических

методов оценивания параметров линейных систем. — Вильнюс: Мокслас, 1982. — 245 с.

8. Клепиков В.Б., Сергеев С.А., Махотило К.В., Обруч И.В. Применение методов нейронных сетей и генетических алгоритмов в решении задач управления электроприводами. // Электротехника. — 1999. — № 5. — С. 2 — 6.

9. Миловзоров В.П. Электромагнитные устройства автоматики: Учебник для вузов. 4-е изд., перераб. и доп. — М.: Высш. Школа, 1983. — 408 с.

10. Орловский И.А. Идентификация внутренних параметров тиристорного электропривода постоянного тока по его моделям на рекуррентных нейронных сетях. // Техн. электродинамика. — 2007. — № 4. — С. 19 — 24.

11. Орловский И.А. Модель электропривода постоянного тока на рекуррентных нейронных сетях. // Радиоэлектроника, информатика, управління. — 2006. — № 1. — С. 151 — 159.

12. Орловский И.А., Синяевский А.А. Разработка моделей нелинейных электротехнических объектов в виде степенных рекуррентных нейронных сетей. // Радиоэлектроника, информатика, управління. — 2007. — № 1. — С. 128 — 137.

13. Перельмутер В.М., Сидоренко В.А. Системы управления тиристорными электроприводами постоянного тока. — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 304 с.

14. Терехов В.А., Ефимов Д.В., Тюкин И.Ю. Нейросетевые системы управления. Кн. 8: Учеб. Пособие для вузов / Общая ред. А.И. Галушкина. — М.: ИПРЖР, 2002. — 480 с.

15. Хайкин С. Нейронные сети: полный курс, 2-е издание: Пер. с англ. — М.: Издательский дом "Вильямс", 2006. — 1104 с.

16. Becerra V.M., Calado J.M.F., Silva P.M., Garces F. System identification using dynamic neural networks: training and initialization aspects. // 15th Triennial World Congress IFAC, Barcelona, Spain, 2002. — 6 p.

17. Narendra K.S., Parthasarathy K. Identification and control of dynamical systems using neural networks. // IEEE Transactions on Neural Networks. — 1990. — V. 1. — № 1. — Pp. 4 — 27.

Надійшла 11.01.08

Исследование несинхронного включения генераторов в сеть

Приведены математическая модель и результаты исследования несинхронного включения синхронного генератора в сеть. Даны рекомендации, которые необходимо соблюдать при несинхронном включении генератора.

Наведено математичну модель і результати дослідження несинхронного включення синхронного генератора в мережу. Дано рекомендації, які необхідно дотримувати при несинхронному включенні генератора.

Несинхронное включение синхронных генераторов (СГ) в энергосистему сопровождается ударными токами и моментами, которые могут значительно превышать допустимые значения. Кратности этих токов и моментов зависят от угла расфазовки напряжений турбогенератора и сети на момент включения, а также параметров СГ и сети. Ударные токи фаз СГ обычно представляют компонентами периодической и аperiodической составляющих. Поскольку аperiodическая составляющая тока конкретной фазы зависит от момента включения СГ в сеть, ударные токи фаз будут различными. При анализе этого процесса обычно уделяют внимание току той фазы, где он имеет наибольшее значение.

Электромагнитный момент СГ определяется токами всех фаз. Применение несинхронного включения допустимо, если максимальные токи и электромагнитные моменты, возникающие при этом, не превышают токи и моменты при внезапном коротком замыкании на зажимах СГ при напряжении, превышающем на 5% номинальное значение.

Оценку возможности несинхронного включения СГ в сеть необходимо проводить по величине возникающего электромагнитного момента, который представляет для СГ большую опасность. В качестве приближенного показателя оценки возможности проведения несинхронного включения используют и значения токов. Для турбогенераторов (ТГ) допустимыми являются пятикратные токи по сравнению с номинальными [1,2]. Рассмотрим несинхронное включение на примере включения в сеть турбогенератора мощностью 250 МВт.

Математическая модель. Исследование режима несинхронного включения турбогенератора 250 МВт в сеть проведено с использованием программного пакета MATLAB-SIMULINK (приложение Sim Power Systems). Синхронный генератор в программе представлен моделью Synchronous Machine pu Standart, в которой параметры машины приведены в относительных единицах (pu). В качестве

базисных величин в модели турбогенератора приняты: базисный ток — номинальный ток статора ТГ (действующее значение); базисное напряжение — линейное напряжение ТГ (действующее значение); базисная мощность — полная мощность ТГ ($S_B = \sqrt{3} U_N I_N$); базисное сопротивление — отношение фазного напряжения к фазному току $Z_B = U_N / (\sqrt{3} I_N) = U_N^2 / S_B$.

На рис.1 показана SIMULINK-модель схемы включения турбогенератора в сеть. В состав схемы входят: турбогенератор, блочный трансформатор, сеть.

Принятые допущения. Максимум ударных токов и моментов наступает в течение первого периода основной частоты ТГ, т.е. в течение 20 мс с момента его включения в сеть. Постоянные времени системы возбуждения ТГ и системы регулирования паровой турбины значительно превышают указанное время, что позволяет представить их нерегулируемыми блоками:

- система возбуждения — нерегулируемый блок с определенным внутренним сопротивлением, определяемым уровнем провала напряжения возбуждения в момент включения ТГ в сеть;

- паровая турбина — нерегулируемый блок с постоянным статическим моментом, величина которого определена потерями ТГ в режиме холостого хода и мощностью собственных нужд (принята равной 0,5% P_N). Моделированием установлено, что эта величина практически не влияет на ход переходного процесса.

Вал турбоагрегата принимается абсолютно жестким, т.е. скручиванием вала при переходных процессах пренебрегаем. На этом основании момент скручивания вала T_m может быть выражен через электромагнитный момент ТГ следующим образом: $T_m = T_e (J_{agr} - J_{TT}) / J_{agr}$, где T_e — электромагнитный момент ТГ; J_{agr} — момент инерции агрегата; J_{TT} — момент инерции турбогенератора.

Исходные данные. Турбогенератор 250 МВт через блочный трансформатор включается из

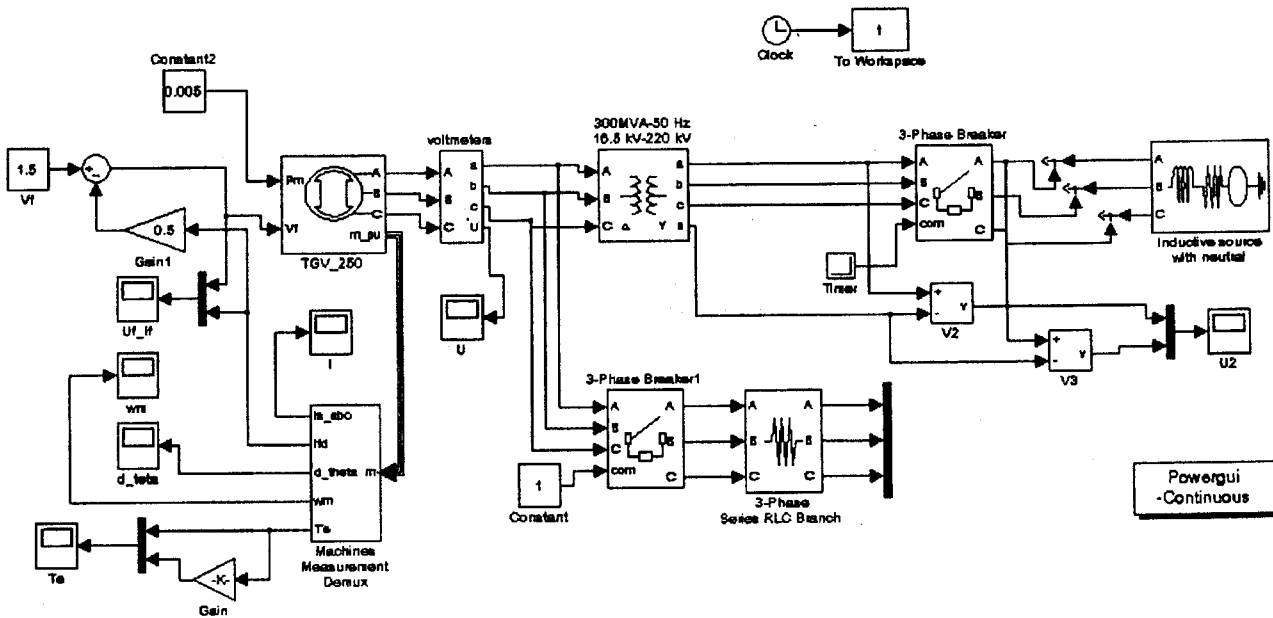


Рис. 1

режима холостого хода в сеть с заданными параметрами: активное сопротивление, (pu) — 0,01; реактивное сопротивление, (pu) — 0,05.

Турбогенератор: номинальное линейное напряжение — 16500 В; номинальный ток — 9992 А; базисная мощность — $285,5 \cdot 10^6$ ВА; базисное сопротивление — 0,953 Ом. Реактивные сопротивления (pu): $x_d = 1,62$; $x_d' = 0,28$; $x_d'' = 0,203$; $x_q = 1,63$; $x_q'' = 0,292$; $x_s = 0,2032$. Активное сопротивление статора при $t = 75^{\circ}$ С (pu) — $R = 0,0025$. Постоянные времена (с): $T_{d0}' = 6,1$, $T_d^{\beta} = 0,02$, $T_{q0}' = 0,4$.

Инерционная постоянная (относится к ротору турбогенератора и ротору турбины) $T_j = 6,34$ КВт·с/КВ·А. Момент инерции ротора генератора — $5500 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$; момент инерции роторов турбоагрегата — $18350 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$.

Блочный трансформатор. Параметры обмоток: первичной (pu) — $R_1 = 10^{-6}$, $x_1 = 0,06$; вторичной (pu) — $R_2 = 10^{-6}$, $x_2 = 0,06$.

Исследования режима несинхронного включения. В момент включения при угле рассогласования напряжений ТГ и сети $\theta = 120^{\circ}$ ударное значение тока статора составляет 8,5 о.е. (рис.2). Токи фаз вызывают бросок электромагнитного момента ТГ. Максимальное значение электромагнитного момента составило 7,0 о.е.. Момент скручивания вала при этом составляет 4,9 о.е. (рис.3).

Согласно данным расчетов напряжение на обмотке возбуждения изменяет знак и в момент включения равно -1,23 о.е.. Ток возбуждения увеличивается до 5 о.е.

Электромагнитный момент турбогенератора T_e в первоначальный момент вызывает торможение агрегата и его частота вращения снижается.

В течение первого периода переходного процесса частота вращения турбоагрегата снизилась на 4%. Как показывают расчеты это снижение час-

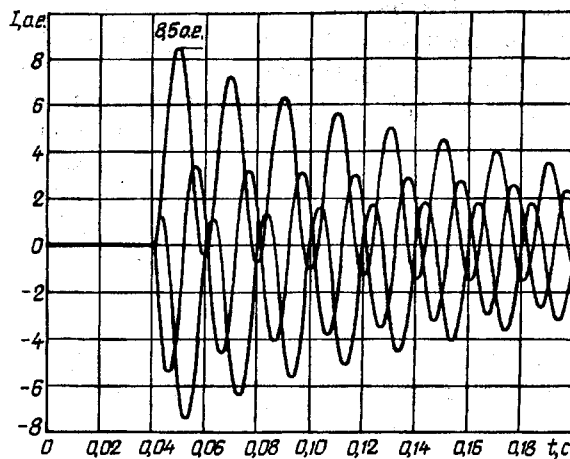


Рис. 2

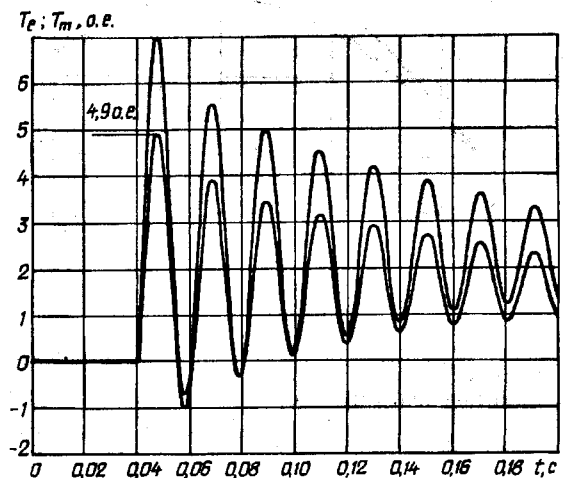


Рис. 3

тоты вращения ТГ практически не влияет на максимальные значения токов и моментов. В то же время, скорость изменения частоты вращения

определяет момент скручивания вала, т.к. зависит от его производной.

Полученные результаты могут быть использованы для оценки устойчивости работы ТГ при его несинхронном включении в сеть.

Для оценки влияния угла рассогласования напряжений ТГ и сети при несинхронном включении ТГ выполнены расчеты электромагнитного момента и тока при принятых ранее параметрах сети, но при других углах рассогласования (на рис.4 показаны сплошными линиями).

Расчеты показывают, что максимальный электромагнитный момент T_e , а также момент скручивания вала T_m имеет место при угле рассогласования 120° . Однако максимальный ток включения будет при угле рассогласования 180° и при заданных параметрах ТГ составляет 10 о.е. Такие токи могут влиять на механическую прочность лобовых частей обмотки статора турбогенератора.

Путем моделирования проведена оценка влияния параметров сети на указанные токи и моменты. На рис. 4 пунктирными линиями показаны результаты расчетов I_m и T_e , когда параметры сети увеличены и имеют удвоенное значение: активное сопротивление, (pu) — 0,02; реактивное сопротивление, (pu) — 0,1. Остальные параметры режима сохранены без изменения. Расчеты показывают, что при увеличенных параметрах сети и угле рассогласования 120° токи и моменты снизились и имеют следующие значения: максимальный электромагнитный момент — 6 о.е.; ток — 7,5 о.е., максимальный ток — 8,7 о.е.

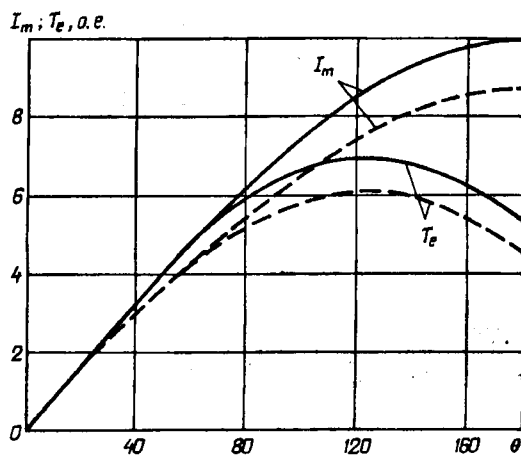


Рис. 4

Безопасное включение ТГ в сеть будет при повышенных реактансах сети. С этой целью выполнен расчет переходного процесса включения ТГ при $x_C = 0,32$ о.е., т.е. при условии $x_C/x_d'' = 1,6$ [1, 2]. Ударное значение тока составляет 5 о.е., момент скручивания вала ТГ — 2,75 о.е., что меньше максимально допустимого 4,2 о.е. и подтверждает безопасность включения ТГ. Это значение получено при наиболее неблагоприятном угле рассогласования 120° . При других углах рассогласования

величина момента будет меньше.

Необходимо отметить, что при трехфазном коротком замыкании: максимальное значение электромагнитного момента — $T_e = 4,7$ о.е.; максимальное значение скручивающего момента — $T_m = 3,3$ о.е.; максимальное значение ударного тока КЗ $I_m = 8,8$ о.е. Заводами изготовителями турбогенераторов мощностью 250 МВт максимальная величина крутящего момента на валу регламентируется на уровне 4,2 о.е.

Адекватность математической модели реальным электромагнитным процессам в турбогенераторе 250 МВт подтверждает следующее:

— значение ударного тока при трехфазном коротком замыкании на зажимах турбогенератора практически совпадает с рассчитанным значением по классическим формулам;

— максимальное значение электромагнитного момента при несинхронном включении наблюдается при угле рассогласования напряжений турбогенератора и сети $\theta = 120^\circ$.

Выводы. Диапазон углов рассогласования между напряжениями генератора и сети, когда возможно несинхронное включение, расширяется с ростом индуктивного сопротивления сети для данного генератора следующим образом: при $x_C = 0,05$ о.е. он составляет $0 \dots 60^\circ$, а при $x_C = 0,1$ о.е. $0 \dots 80^\circ$. В этом случае ток статора не превышает пятикратного значения. Уже при соотношении параметров сети и турбогенератора $x_C/x_d'' = 1,6$ ток и электромагнитный момент являются допустимыми при несинхронном включении.

2. Оценку возможности несинхронного включения ТГ в сеть необходимо проводить по величине возникающего электромагнитного момента, который представляет для ТГ наибольшую опасность и который при углах рассогласования $\theta = 110 \dots 120^\circ$ между напряжениями рассматриваемого генератора и сети превышает момент при трехфазном КЗ в 1,5 раза (расчетным при определении механической прочности является режим КЗ). При этом допустимыми являются пятикратные токи по сравнению с номинальными. При сопротивлении сети $x_C = 0,05$ о.е. и изменении углов рассогласования в диапазоне $\theta = 60 \dots 180^\circ$ токи превышают пятикратные значения (при $\theta = 180^\circ$ в два раза).

Результаты исследования, приведенные в статье, могут быть использованы для оценки возможности несинхронного включения гидрогенераторов.

1. Венков В. А. Электромеханические переходные процессы в электрических системах. — М. — Л.: Госэнергоиздат. 1958. — 486 с.

2. Хачатуров А. А. Несинхронное включение и ресинхронизация в энергосистемах. — М.: Энергия. 1977. — 176 с.

Надійшла 04.11.08

УДК 621.316.1

В.В.ЗОРІН, докт.техн.наук (НТТУ "КП", Київ), М.Й.БУРБЕЛО, докт.техн.наук, А.М.ВОЛОЦЬКИЙ (Вінницький нац.техн.ун-т, Вінниця)

Оцінка взаємовпливу статичних характеристик вузла навантажень і оптимальних розв'язків математичних моделей зменшення несиметрії та відхилень напруг

В статті проаналізовано взаємні впливи оптимальних розв'язків задач зменшення несиметрії та відхилень напруг і статичних характеристик вузла навантажень під час впровадження багатофункціональних коректуючих пристроїв.

В статье проанализированы взаимные влияния оптимальных решений задач уменьшения несимметрии и отклонений напряжений и статических характеристик узла нагрузок при внедрении многофункциональных корректирующих устройств.

Вступ. Розвиток математичного програмування обумовив використання математичних моделей для параметричного синтезу коректуючих пристроїв (КП) покращення якості електричної енергії [1]. Такий підхід надає широкі можливості для врахування багатьох взаємопов'язаних факторів (енергетичних, економічних, технологічних та ін.), які можуть знайти відображення у відповідних функціях цілі та обмеженнях. Якщо мова йде про випробувані математичні моделі, то їх розв'язок дозволяє отримати оптимальне, в деякому сенсі, рішення, яке інтерпретується як оптимальні параметри КП. Після цього виникає задача визначення дійсних параметрів КП за каталожними даними, які ї повинні бути реалізовані. Коли ж використовуються нові, або спрощені математичні моделі (наприклад, лінійні зі збереженням адекватності), то перш ніж перейти до впровадження отриманих розв'язків, виникає необхідність проаналізувати їх на предмет ймовірних негативних впливів на основні параметри режиму системи електропостачання та на вузли навантажень, до яких приєднуються синтезовані КП.

Задача аналізу впливів КП на параметри режиму електричної мережі була сформульована та вирішена в [1] як задача стійкості оптимальних розв'язків.

Аналіз впливу КП на вузли навантажень пов'язується з аналізом статичної стійкості вузлів та з побудовою відповідних статичних характеристик реактивної потужності навантажень. Останнє викликано тим, що КП є пристроями, які базуються на використанні реактивних елементів (ємнісних

або індуктивних).

Постановка завдання. Ставиться задача аналізу взаємного впливу прийнятих рішень при оптимізації якості електроенергії на статичні характеристики вузла навантажень і, навпаки, статичних характеристик на неточність симетрування навантажень.

Обґрунтування результатів дослідження. Відомо [4], що при незмінному складі навантажень в системі електропостачання споживані активна та реактивна потужності є функціями напруги на шинах живлення $P=f_P(U)$, $Q=f_Q(U)$. З іншого боку, приєднання до вузла ємнісних КП дає $Q=Q_K(U^2)$. Враховуючи той факт, що конденсаторні установки генерують реактивну потужність в мережу, їх регулюючий ефект можна оцінити таким чином $dQ_K/dU=2Q_K/U$.

Фізично похідна dQ_K/dU характеризує реакцію системи на зміну напруги у даному вузлі. У випадку від'ємності цієї похідної, зниження напруги пов'язано із збільшенням споживання реактивної потужності у даному вузлі і збільшенням потоку реактивної потужності від системи в даний вузол, що, зазвичай, призводить до встановлення усталеного значення напруги і ототожнюється із стійкістю. Однак в деяких випадках за різкого зниження напруги має місце порушення стійкості вузла навантаження. Приєднання ємнісних КП до вузлів навантажень (особливо, коли останні використовуються ще й для підтримання необхідного рівня напруги) призводить до зменшення запасу стійкості вузла навантажень. Слід підкреслити, що ці мірку-

вання в більшій мірі стосуються нерегульованих КП. У разі використання регульованих КП за автоматичного їх регулювання забезпечується достатньо широкий діапазон зміни реактивної потужності, необхідний для підтримання контрольованого рівня напруги. Однак, при оцінці стійкості вузла навантаження (а, в деяких випадках, і системи в цілому) з КП конденсаторного типу слід враховувати характеристики останніх при постійності їх параметрів і незмінній кількості секцій батарей [4]. Тут рекомендується не враховувати можливості регулювання, через те, що перемикання окремих секцій може відбуватися після зміни напруги на неконтрольовану величину.

Зробимо ще одне зауваження. Воно стосується того, що врахування негативного впливу КП, приєднаних до вузлів навантаження систем електропостачання (стійкість вузлів навантаження), можна здійснювати на етапі проектування під час побудови математичних моделей параметричного синтезу КП покращення якості електроенергії, або на етапі впровадження перед безпосереднім вибором параметрів конкретного пристрою.

На етапі проектування ступінь порушення стійкості вузлів навантаження можна відстежити і задати за допомогою введення у обрану математичну модель додаткових обмежень на коефіцієнт запасу стійкості [2].

На стадії впровадження, тобто коли знайдені оптимальні параметри і настає черга процесу каталожного підбору елементів КП, оцінити ступінь впливу введеної реактивної потужності на режим напруги доцільно за допомогою дослідження статичних характеристик вузлів навантажень $P=f_P(U)$, $Q=f_Q(U)$.

Алгоритм оцінки взаємовпливу статичних характеристик та оптимальних рішень доцільно проаналізувати на числовому прикладі, скориставшись, наприклад, умовою задачі з [1] як достатньо характерною: симетричне навантаження $S_{\Sigma}=10+j9$ МВА та однофазне $S_{BC}=2,5+j1$ МВА живляться від шин 10,5 кВ трансформатора трансформаторної підстанції 35/10 кВ, що характеризується комплексним опором $Z=0,378+j0,996$ Ом. Значення струмів фаз на стороні 10 кВ будуть $I_A=662 e^{-j45^\circ}$ А, $I_B=814 e^{-j155^\circ}$ А, $I_C=856 e^{j72^\circ}$ А. Коефіцієнт несиметрії напруг за зворотною послідовністю $K_{2U}=2,3\%$.

Для узагальнення виконаємо оцінку ступеня впливу статичних характеристик на неточність симетрування режиму вузла навантажень (неточність підбору параметрів КП), скориставшись при цьому аналізом значень коефіцієнта несиметрії напруг за зворотною послідовністю K_{2U} , прийнявши діапазон його зміни у межах від 0,5 до 1 %. Зворотний вплив прийнятих рішень при виборі КП на статичні характеристики вузла навантажень будемо характеризувати відхиленням напруги прямої по-

слідковності від номінального значення, яке не повинно перевищувати 5 %.

Розглянемо один з найбільш вдалих, на наш погляд, підходів до здійснення подібного дослідження, який оснований на представленні статичних характеристик степеневими залежностями потужностей фаз від напруги на шинах навантаження [3]. Статичні характеристики навантажень будуть описані такими виразами (за умовою задачі однофазне навантаження приєднано до фаз В і С):

$$S_{BC}(k_P, k_Q) = P_{BC} \left(\frac{U_{BC}}{U_{\text{ном}}} \right)^{k_P} + jQ_{BC} \left(\frac{U_{BC}}{U_{\text{ном}}} \right)^{k_Q};$$

$$S_{CA}(k_P, k_Q) = P_{CA} \left(\frac{U_{CA}}{U_{\text{ном}}} \right)^{k_P} + jQ_{CA} \left(\frac{U_{CA}}{U_{\text{ном}}} \right)^{k_Q};$$

$$S_{AB}(k_P, k_Q) = P_{AB} \left(\frac{U_{AB}}{U_{\text{ном}}} \right)^{k_P} + jQ_{AB} \left(\frac{U_{AB}}{U_{\text{ном}}} \right)^{k_Q};$$

де $P_{BC}, Q_{BC}, P_{CA}, Q_{CA}, P_{AB}, Q_{AB}$ — відповідні активні та реактивні міжфазні потужності навантажень BC, CA, AB ; U_{BC}, U_{CA}, U_{AB} — фактичне значення міжфазних напруг BC, CA, AB у вузлі навантажень; $U_{\text{ном}}$ — номінальне значення напруги мережі; k_P, k_Q — характеристичні коефіцієнти, що визначають залежності потужностей навантаження від напруги (приймаємо діапазон їх зміни в таких межах: $k_P=0...2, k_Q=0...4$).

Оптимізація несиметричного режиму виконувалась за використання таких умов [1]:

$$Z(x) \rightarrow \min,$$

$$U_2(x) \leq bU_1, \quad (1)$$

$$x \geq 0,$$

де $Z(x)$ — розрахункові витрати на КП; $U_2(x)$ — напруга зворотної послідовності у вузлі навантаження; U_1 — напруга прямої послідовності у вузлі навантаження; b — наперед прийняте порогове значення; x — вектор керованих змінних (параметри КП, виконаного за схемою несиметричного трикутника реактивних елементів).

Залежності коефіцієнта несиметрії напруг за зворотною послідовністю і напруги прямої послідовності (рис. 1, а та б) побудовано як функції k_Q, k_P для ступеня компенсації, що характеризується увімкненням двофазного КП з потужністю фаз $Q_{BC}=1,7$ Мвар, $Q_{CA}=2,0$ Мвар (цифрою 1 на графіках позначено залежність, яку побудовано для $k_P=0$; 2 — для $k_P=1$; 3 — для $k_P=2$).

Характер залежностей коефіцієнта несиметрії напруг за зворотною послідовністю від k_P, k_Q (рис.

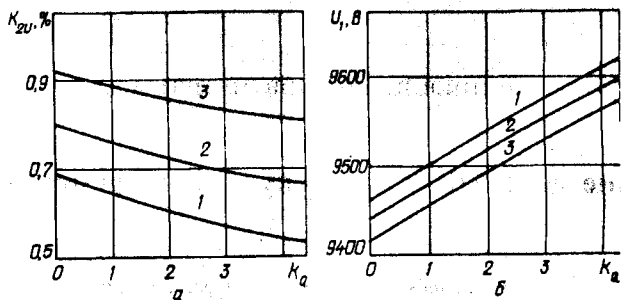


Рис. 1

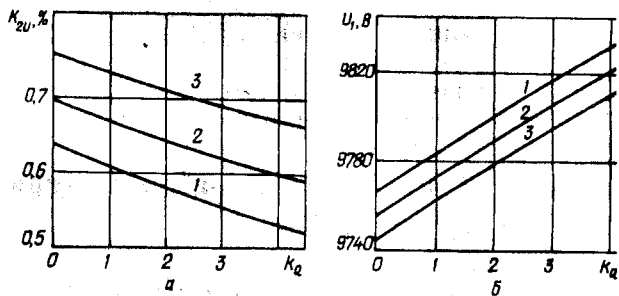


Рис. 2

1, а) зумовлений впливом напруги прямої послідовності, струму зворотної послідовності і повного опору лінії електропередачі та трансформатора. Характер залежностей напруги прямої послідовності (рис. 1, б) визначається ступенем компенсації реактивної потужності і реактивним опором лінії та трансформатора. Як видно з рис. 1, діапазон зміни K_{2U} знаходиться в межах від 0,53 до 0,91 %, а напруги U_1 — від 9,4 кВ до 9,6 кВ.

У зв'язку з тим, що розв'язок за умовами (1) в останньому випадку не забезпечив необхідний рівень напруги у вузлі навантажень (відхилення напруги не повинно перевищувати 5 %), то виникає необхідність її збільшення до мінімально допустимого значення $U_{\min \text{ доп}}$ з використанням таких умов [5]:

$$\begin{aligned} Z(x) &\rightarrow \min, \\ U_2(x) &\leq bU_1, \\ U_1(x) &\geq U_{\min \text{ доп}} \\ x &\geq 0, \end{aligned} \quad (2)$$

що, зокрема, можна забезпечити шляхом додаткової компенсації реактивної потужності за рахунок збільшення потужності КП.

Залежності коефіцієнта несиметрії напруг за зворотною послідовністю і напруги прямої послідовності (рис. 2, а та б) побудовано як функції k_Q, k_P для ступеня компенсації, що характеризується додатковим увімкненням симетричного КП потужністю 3 Мвар. Як видно з рис. 2, діапазон зміни K_{2U} знаходиться в межах від 0,52 до 0,76 %, а напруги U_1 — від 9,75 кВ до 9,83 кВ, що цілком задовольняє умови поставленої задачі.

У разі зниження напруги на шинах джерела живлення вузла навантажень на 2,5% за тих же параметрів двофазного КП значення K_{2U} змінюється в межах від 0,6 до 1,2 %, а діапазон зміни U_1 знаходиться в межах від 9,1 кВ до 9,4 кВ. Додаткове увімкнення симетричного КП потужністю 3 Мвар забезпечує зростання напруги прямої послідовності U_1 до 9,4...9,6 кВ, що не задовольняє заданому відхиленню напруги, а діапазон зміни K_{2U} знаходиться в межах 0,6...1,1. Увімкнення симетричного КП потужністю 4,5 Мвар забезпечує зростання на-

пруги прямої послідовності U_1 до 9,5...9,7 кВ, що задовольняє заданому відхиленню напруги, а діапазон зміни K_{2U} звужується і знаходиться в межах 0,6...1,0, що також відповідає заданому значенню цього коефіцієнта.

Таким чином, можна констатувати, що вплив статичних характеристик на оптимальні розв'язки можна істотно зменшити з використанням умов (2) завдяки регулюванню напруги у вузлі навантажень електричної мережі.

Підсумовуючи, можна також відзначити, що наведений алгоритм аналізу взаємовпливів доцільно застосовувати особливо за використання невипробованих математичних моделей параметричного синтезу КП покращення якості електричної енергії.

Висновки. Проведений аналіз статичних характеристик вузла навантажень з багатофункціональним КП дозволяє зробити висновок про їх взаємовпливи на оптимальні розв'язки та навпаки. Це, в свою чергу, говорить про те, що під час каталожного підбору параметрів КП необхідно враховувати ці впливи, оскільки їх неврахування може призвести до збільшення несиметрії або відхилень напруг на неконтрольоване значення. Такий аналіз доцільний під час синтезу багатофункціональних КП ємнісного типу, призначених для оптимізації будь-яких параметрів якості електроенергії.

1. Аввакумов В.Г., Волоцкий А.М. Области устойчивости при оптимизации качества электроэнергии // Электричество. — 1980. — №8. — С. 55—57.

2. Аввакумов В.Г., Волоцкий А.М. О постановке ограниченной по устойчивости узлов нагрузки в задачах оптимального проектирования устройств с использованием силовых реактивных элементов / "Методы и средства повышения эффективности устройств преобразовательной техники". — К.: Наук. думка, 1981. — С. 69—72.

3. Гуревич Ю.Е., Либова Л.Е., Хачатрян Э.А. Устойчивость нагрузки электрических систем. — М.: Энергоиздат, 1981. — 209 с.

4. Жданов П.С. Вопросы устойчивости электрических систем. — М.: Энергия, 1979. — 456 с.

5. Зорин В.В., Волоцкий А.М. Параметрический синтез корректирующих устройств для оптимизации несимметричного режима и регулирования напряжения в узле нагрузки / "Электрические сети и системы". — К.: Вища школа, 1984. — Вып. 20. — С. 44—50.

Надійшла 21.04.2008

Тригатроны на рабочее напряжение до 1 МВ с наносекундным временем срабатывания

Предложен 4-х-канальный тригатрон на напряжении 400 кВ и коммутируемый ток до 280 кА, в котором получены время запаздывания пробоя $t_3 \approx 1$ нс и его разброс $\Delta t_3 < 1$ нс. Отличительными особенностями предложенного тригатрона являются размещение управляющего электрода в высоковольтном основном электроде положительной полярности, причем управляющий импульс имеет также положительную полярность, и наличие металлического защитного экрана в разрядной камере тригатрона. Выработаны требования к тригатронам на напряжение до 1 МВ с наносекундным временем срабатывания.

Запропоновано 4-х-канальний тригатрон на напругу 400 кВ і струм, що комутується, до 280 кА, в якому одержані час запізнення пробоя $t_3 \approx 1$ нс і його розкид $\Delta t_3 < 1$ нс. Відмінною особливістю запропонованого тригатрону є розміщення керуючого електроду в високовольтному основному електроді позитивної полярності, причому керуючий імпульс має також позитивну полярність, та наявність металевого захисного екрану у розрядній камері тригатрону. Вироблено вимоги до тригатронів на напругу до 1 МВ з наносекундним часом спрацювання.

Введение. В высоковольтных импульсных генераторах для научных исследований и в электро-технологических установках нередко возникает задача получения импульсов тока мегаамперного диапазона. Как правило, такую задачу решают путем параллельной синхронной коммутации большого числа отдельных накопителей энергии на общую нагрузку. В качестве накопителей энергии обычно используются мощные конденсаторные батареи, а в качестве коммутаторов — искровые разрядники. Процесс срабатывания разрядников должен быть очень точно синхронизирован (с разбросом единицы наносекунд и менее), т.к. их неодновременное срабатывание вызывает снижение амплитуды и искажение формы импульса тока в нагрузке, а также может привести к аварийной ситуации в случае, когда через разрядник, сработавший первым, произойдет коммутация всех накопителей энергии. Среди искровых разрядников для параллельной работы наиболее целесообразно использовать тригатроны (Т.), отличающиеся простотой конструкции (по сравнению, например, с разрядниками с лазерным управлением) и наносекундной стабильностью Δt_3 при напряжениях порядка 1 МВ [12]. Однако такими характеристиками обладают Т., управляющий электрод (У.Э.) которых размещен в заземленном основном электроде (О.Э.), а противоположный высоковольтный основной электрод (В.О.Э.) имеет отрицательный потенциал. Иногда по условиям проектирования У.Э. должен быть размещен в В.О.Э. [5].

Цель статьи — исследование возможности надежной параллельной работы Т. мегавольтного диапазона с разбросом времени запаздывания ме-

нее 1 нс, а также выработка требований к Т. на напряжение до 1 МВ с минимальными t_3 и Δt_3 .

Схемы управления и особенности работы высоковольтного наносекундного тригатрона. Авторами статьи предлагается тригатрон (P_M), в котором, по их мнению, оптимальным образом выполнены условия для получения минимальных времен t_3 и Δt_3 . Работа P_M в составе двухмодульной секции генератора на 2 МА описана в [1,3], его конструкция приведена в [2]. Он представляет собой четырехканальный Т. на 400 кВ, в котором по условиям технического задания В.О.Э. имеет положительную полярность. Рабочей средой Т. служит SF_6 под давлением до 1 МПа. У.Э. размещен в В.О.Э., а управляющий импульс (У.И.) имеет также положительную полярность. На рис. 1, а показана схема управления Т. в 12-ти модульном генераторе Фитча, где: М1—М12 — модули генератора; $C_{ш} = 300$ пФ (120 кВ), $C_v = 0,1$ мкФ, $C = 0,6$ мкФ; $R_{зар} = 164$ кОм, $R_{нш} = 1$ кОм, $R_p = 4$ кОм, $R_{рм} = 300$ —1000 Ом (3—10 последовательно соединенных ТВО-60-100 Ом); $C_{рм}$ — паразитная продольная емкость резисторов $R_{рм}$, $C_{рм} \approx 1 \div 10$ пФ; R_c , R_n и R_v — согласующее сопротивление, сопротивления низковольтного и высоковольтного плечей резистивного делителя напряжения соответственно (R_c — ТВО-0,25-50 Ом, R_n — три параллельно соединенных ТВО-0,125-3 Ом, R_v — 20 шт. или 20 пар (2 в параллель) последовательно соединенных ТВО-5-470 Ом); $\rho = 50$ Ом — волновое сопротивление коаксиального кабеля; z_n — импеданс индуктивной нагрузки модуля; ИТ — импульсный трансформатор на ферритовых кольцах ($k_{тр} = 1 \div 2,5$); L_k , $L_{др}$ — индуктивности У.Э. и разделительного дросселя со-

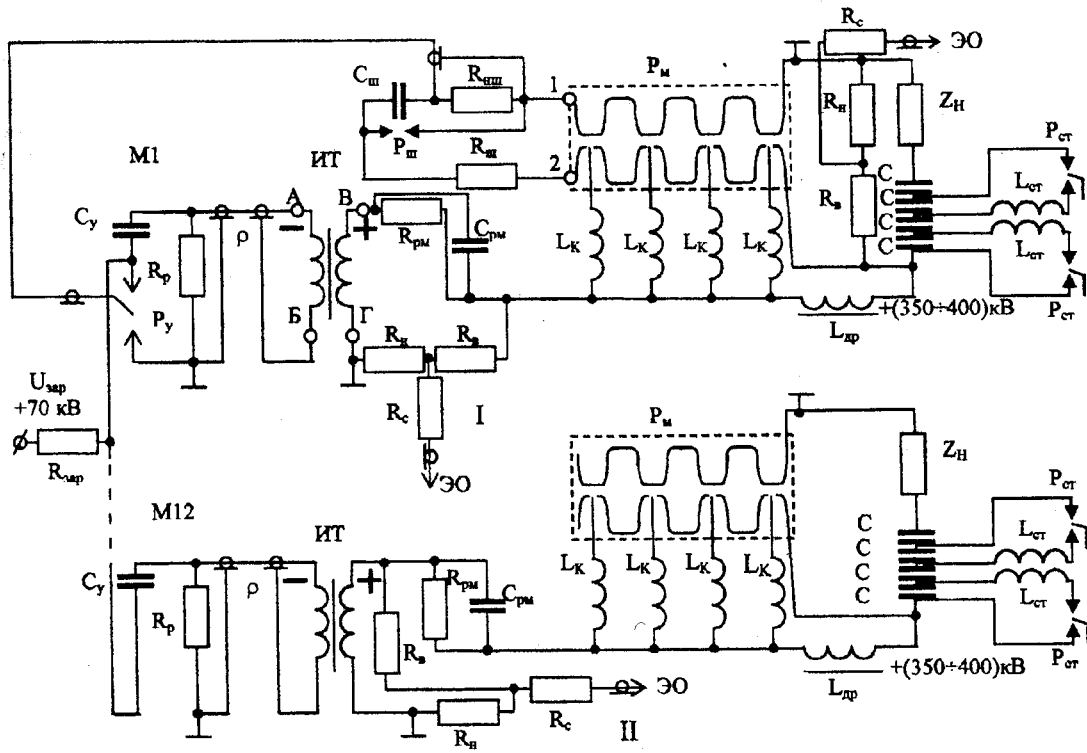


Рис. 1, а

ответственно; разрядники: P_y — вспомогательный, $P_{ш}$ — шаровый, $P_{м}$ — четырехканальный модули, $P_{ст}$ — обеспечивающий переполюсовку емкости $C_{ст}$ ступени генератора Фитча; $L_{ст}$ — индуктивность подключения $P_{ст}$ в разрядном контуре ступени в генераторе Фитча; ЭО — электронный осциллограф.

На рис. 1, б показана схема замещения цепи управления $R_{ш}$ после прихода на ИТ У.И., где k — управляемый быстродействующий замыкающий ключ — тригatron цепи управления (P_y на рис. 1, а); $C_{упр}$ — конструктивная емкость между У.Э. и охватывающим его В.О.Э.; $C_{триг}$ — конструктивная емкость между высоковольтным и низковольтным О.Э.; $C_{триг} \leq C_{упр}$; $U_{имп}$ — импульсное напряжение У.И.; амплитуда $U_{имп} \approx 70$ кВ; L_{μ} — индуктивность намагничивания импульсного трансформатора ИТ; L_{s1}' , C_y' — приведенные ко вторичной обмотке

ИТ индуктивность рассеивания первичной обмотки и приведенная емкость первичного накопителя в цепи управления соответственно; L_{s2} — индуктивность рассеивания вторичной обмотки ИТ; $L_{рм}$ — индуктивность сопротивления $R_{рм}$, $L_{рм} \approx 1$ мкГн, $L_{рм}$ следует учитывать при характерных временах изменений токов и напряжений ≤ 10 нс; L_{s1}' , $L_{s2} \ll L_{др}$, $L_{\mu} \gg L_{др}$, ρ' , R_p' — приведенные ко вторичной обмотке ИТ значения ρ и R_p . Остальные обозначения соответствуют обозначениям на рис. 1, а.

Тригatron $P_{ш}$ предназначен для коммутации накопительного модуля емкостью 0,15 мкФ в нагрузку Z_H индуктивностью 600 нГн. Накопительный модуль выполнен по схеме 4-х ступенчатого генератора Фитча с зарядом каждой емкости C ступени до 100 кВ. К высоковольтному выводу нако-

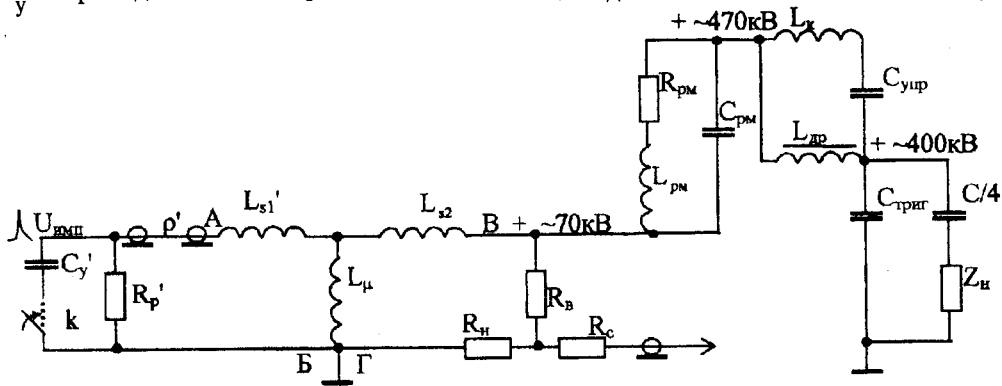


Рис. 1, б

питателя положительной полярности подключены В.О.Э. Р_м непосредственно, а У.Э. — через разделительный дроссель L_{др} (рис. 1,а). Т.о., за время сравнительно медленного (≈ 10 нс) зарядного процесса накопителя В.О.Э. и У.Э. имеют одинаковый потенциал, создавая в главном искровом промежутке (Г.И.П.) тригatronа близкое к однородному электрическое поле. Одновременно с накопителем модуля заряжается конденсатор C_ш. При достижении на В.О.Э. Р_м напряжения, близкого к пробивному U_{пр}, срабатывает шаровый разрядник Р_ш.

В [10] приводится описание экспериментов, в которых установлено, что с изменением напряжения на Г.И.П. Т. (с 8-ю тригatronными узлами) в диапазоне (0,8—1,0)U_{пр} при неизменных давлении газа и длине промежутка активное сопротивление Т. практически не меняется как в одно-, так и в многоискровых режимах. Потери энергии в сопротивлении искры коммутатора составляют при этом ≈ 10 % энергии, запасенной в накопителе. При уменьшении напряжения вплоть до 0,6U_{пр} активное сопротивление растет даже в многоискровом режиме, что обусловлено неравномерным распределением тока между каналами при больших недонапряжениях на коммутаторе. Аналогичные результаты получены для одноискрового пробоя в [13]. Т.о., режим работы Т. вблизи U_{пр} на Г.И.П. Т. обеспечивает высокий КПД передачи энергии из накопителя в нагрузку, что обусловлено малыми потерями энергии в искровом канале Т. Это особенно важно для электротехнологических установок, работающих в частотном режиме.

После пробоя Р_ш разряд C_ш формирует на резисторе R_{нш} импульс напряжения для запуска вспомогательного Р_у в схеме управления Р_м. После пробоя Р_у и разряда вспомогательной емкости C_у на резисторе R_р формируется У.И., который подается на первичную обмотку импульсного трансформатора ИТ. В другом варианте управления к закороченным между собой точкам А и В подключается один вывод, а к закороченным между собой точкам Б и Г — второй вывод индуктивности, рассчитанной на полное зарядное напряжение накопителя, как и трансформатор ИТ. В последнем варианте управления изменяется полярность зарядного напряжения в схеме управления с тем, чтобы потенциальный вывод индуктивности имел положительную полярность и на У.Э. Р_м поступал импульс положительной полярности. Последний, амплитудой ≈ 70 кВ и длительностью фронта ≤ 40 нс, суммируясь с положительным потенциалом амплитудой ≈ 400 кВ заряженной емкости C_{рм}, включенной параллельно резистору R_{рм} с учетом L_{рм}, поступает на У.Э. Р_м.

Напряжение на емкости C_{рм} после переполюсовки соответствующих емкостей C генератора Фитча, но до прихода на импульсный трансформатор ИТ (рис. 1) У.И. имеет ту же величину, что и напряжение на результирующей емкости C/4 гене-

ратора Фитча, ≈ 400 кВ. После прихода У.И., согласно законам коммутации, емкость C_{рм} не может разрядиться мгновенно. Поэтому импульсное напряжение У.И. арифметически складывается с напряжением на C_{рм}. В результате потенциал У.И. Т. за единицы наносекунд увеличивается по сравнению с исходными ≈ 400 кВ на несколько десятков киловольт и может достичь ≈ 470 кВ, если У.И. достаточно крутой.

При этом следует учитывать основные постоянные времени: τ₁ — постоянная времени, по истечении которой падение напряжения на C_{упр} превалирует над падением напряжения на L_к. τ₁ ≈ (C_{упр} L_к)^{0,5}. При C_{упр} ≈ 2 × 10⁻¹² Ф; L_к ≈ 2 × 10⁻⁸ Гн; τ₁ ≈ (2 · 10⁻¹² × 2 · 10⁻⁸)^{0,5} ≈ 2 · 10⁻¹⁰ с; τ₂ — постоянная времени, по истечении которой индуктивное сопротивление L_{др} шунтирует емкостное сопротивление C_{упр}. τ₂ ≈ (C_{упр} L_{др})^{0,5}. При L_{др} ≈ 4 × 10⁻⁵ Гн ; τ₂ ≈ (2 · 10⁻¹² × 4 · 10⁻⁵)^{0,5} ≈ 9 · 10⁻⁹ с; τ₃ — постоянная времени, по истечении которой индуктивное сопротивление L_{др} нельзя считать большим, чем емкостное сопротивление C_{рм}. τ₃ ≈ (C_{рм} L_{др})^{0,5}. При C_{рм} ≈ 5 · 10⁻¹² Ф, τ₃ ≈ (5 · 10⁻¹² × 4 · 10⁻⁵)^{0,5} ≈ 14 · 10⁻⁹ с; τ₄ — постоянная времени разряда C_{рм} через R_{рм} и L_{рм}, в нашем случае τ₄ ≈ 8 нс.

Из оценок величин τ₁ + τ₄ следует, что в течение нескольких (3 + 10) наносекунд потенциал У.Э. может на несколько десятков киловольт (до ≈ 70 кВ в нашем случае) превышать потенциал охватывающего его В.О.Э. (≈ 400 кВ).

Из сравнения оценочных величин τ₁ + τ₄ также следует, что характерное время нарастания У.И. должно составлять не более 10—15 нс, чтобы получить превышение на несколько десятков киловольт потенциала У.И. над потенциалом охватывающего его В.О.Э. и вызвать резкое искажение поля в Г.И.П. Указанное искажение поля может быть достигнуто и при большем времени нарастания У.И. (≤ 50 нс). В этом случае следует увеличить емкость C_{рм} до ≈ (1 + 3) · 10⁻¹¹ Ф, выполнив ее в виде отдельного конструктивного элемента.

Наличие положительного импульсного потенциала ≈ 470 кВ на конце У.Э. обеспечивает, по нашему мнению, самые благоприятные условия для быстрого создания проводящего канала между О.Э. Т. из всех рассмотренных вариантов инициирования пробоя в Т. Так, согласно [4], распадающиеся под действием поля достаточной напряженности отрицательные ионы SF₆⁻ служат источником начальных электронов. При напряжениях ≈ U_{пр} эти ионы вблизи всей поверхности электрода и во всем объеме Г.И.П. станут "активными" как поставщики начальных электронов. При этом время статистического запаздывания станет чрезвычайно малым.

В Г.И.П. рассматриваемого Т. создаются более предпочтительные условия инициирования пробоя из-за того, что в отличие от [10], где положительный потенциал на У.Э. достигает величины только ≈ 50 кВ, торец с острыми кромками У.Э. в рассматриваемом Т. после прихода У.И. приобретает потенциал ≈ 470 кВ положительной полярности. Поэтому в рассматриваемом Т. на острых кромках торца У.Э. напряженность электрического поля в системе "положительный стержень—плоскость" значительно выше, чем в [10], соответственно в ней меньше время t_3 и меньшее время развития и формирования разряда.

Важно было обеспечить параллельную работу Т. с разбросом времени срабатывания $\Delta t_3 \leq 1$ нс. Исследования проводились для двух четырехканальных P_M в составе двухмодульной секции генератора, т.е. для 8 отдельных Т., включенных параллельно. Совместно с измерением импульсов напряжения в процессе коммутации Т. проводилось фиксирование фактов срабатывания отдельных Т. Для этого на боковых поверхностях прозрачных оргстеклянных корпусов P_M размещались световые датчики, каждый из которых регистрировал излучение только при срабатывании "своего" Т. (и не фиксировал излучение от других разрядников — $P_{ст}$ и P_y). Сигналы (по световым вспышкам) о срабатывании отдельных Т. фиксировались на экране 4-канального осциллографа (для 4-х отдельных Т. в составе одного P_M или для двух разных P_M секции).

Конструктивно в P_M тригatronные узлы размещены таким образом, что время прохождения электромагнитной волны между соседними узлами составляет $\approx 0,7$ нс (расстояние между узлами ≈ 200 мм). Это означает, что после окончания коммутации в Т., сработавшем первым, информация о том, что этот Т. уже замкнут, дойдет до соседнего Т. через 0,7 нс, и если за это время в этом соседнем Т. не окончатся коммутация, то он уже полноценно не работает. Также по световым вспышкам наблюдалась параллельная работа Т., время пробега электромагнитной волны между которыми составляло 0,7 нс, что является доказательством соблюдения неравенства $\Delta t_3 < 1$ нс. А $\Delta t_3 < 1$ невозможно лишь при t_3 , не слишком превышающих 1 нс.

Устройство тригatronа с защитным экраном.

На рис. 2 показана конструкция электродной системы одного канала Т., где: 1 — цилиндрический составной стальной защитный экран; 2 — основной электрод с У.Э.; 3 — противостоящий О.Э. (электроды 2 и 3 в сборе можно менять местами); 4 — У.Э., выступающий вглубь Г.И.П. на 0,1—0,5 мм; 5 — составное градиентное кольцо; 6 — стальные фланцы О.Э.; 7, 8 — верхняя и нижняя половины корпуса Т. соответственно.

Обстоятельством, благоприятствующим ускорению развития и формирования разряда в Г.И.П. рассматриваемого Т., является наличие защитного

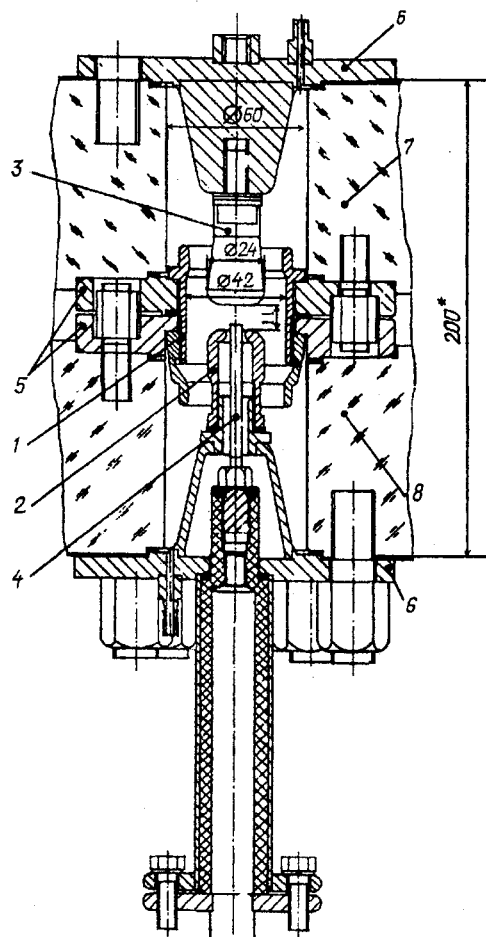


Рис. 2

экрана 1 в виде металлического кольца в его разрядной камере. Из [12] известно секционирование диэлектрического корпуса разрядника градиентными металлическими кольцами для улучшения распределения напряжения по изолятору при импульсной зарядке. Аналогичную функцию выполняют экран 1 со своими стальными фланцами 5 и фланцы 6 О.Э. Кроме того, экран 1, находясь непосредственно в разрядной камере вблизи О.Э. и имея при этом потенциал, равный половине потенциала О.Э., способствует созданию близкого к однородному электрического поля в пространстве между О.Э. Второе (и, возможно, главное) предназначение экрана 1 заключается в защите внутренней поверхности изоляции разрядной камеры от излучения искрового канала, его ударной волны и продуктов эрозии электродов, поскольку торцы экрана, по меньшей мере, на 15 мм выступают за рабочие торцы О.Э. Защиту от указанных негативных факторов в Т. можно обеспечить конструктивно. Например, в [9] описан Т. на 150 кВ, в котором формы противостоящих друг другу поверхностей О.Э. (не только в зоне разряда) повторяют друг друга. В такой конструкции ударная волна из канала разряда многократно отражается от стенок О.Э., что снижает динамические воздействия на изоляцию, а термические воздействия практически устраняются. Однако изготовление таких пар О.Э. является

задачей материало- и трудозатратной, особенно для разрядников с напряжением выше 400—500 кВ. В другой конструкции Т. [6] для защиты от тех же негативных факторов искрового разряда часть заземленного О.Э. в виде металлического кольца охватывает зону разряда, как и в описываемом Т. Однако, в отличие от последнего, в [6] нарушается симметрия расположения эквипотенциальных поверхностей относительно плоскости, проходящей через центр Г.И.П. перпендикулярно общей оси О.Э., что не обеспечивает создания в разрядном промежутке однородного электрического поля до прихода У.И.

В описываемом Т. присутствуют все условия, благоприятствующие сокращению времен t_3 и Δt_3 , за исключением внешней подсветки Г.И.П. коротковолновым излучением для уменьшения статистического времени запаздывания. Однако, на наш взгляд, этот недостаток может быть скомпенсирован наличием источника эффективных электронов в виде импульсной короны с острых кромок торца У.Э. О ее наличии может свидетельствовать тот факт, что оптическим датчиком, укрепленным на внешней боковой поверхности оргстеклянного корпуса Т., свечение в Г.И.П. зафиксировано с самого начала роста амплитуды У.И. еще до начала коммутации в Г.И.П. и поджигающем зазоре.

Четыре параллельно включенных Т. (четырёхканальный Т.), один из которых показан на рис. 2, конструктивно объединены в одном корпусе так, что их оси симметрии проходят через вершины квадрата со стороной 200 мм. Стержневой У.Э. диаметром 5 мм выступает внутрь Г.И.П. на 0,2 мм, а кольцевой зазор в тригатронном узле составляет 1,5 мм.

Экспериментальные результаты. Эксперименты по достижению минимальных t_3 и Δt_3 для двух R_M в секции из двух модулей, собранных по схеме генератора Фитча, показали следующее. Амплитуда тока через один канал в 4-х канальных Т. достигала 280 кА на короткозамкнутую нагрузку, при 4-х канальной работе ток отдельного канала равнялся ≈ 167 кА при индуктивной нагрузке 50 нГн. При рабочих напряжениях между О.Э. 350—400 кВ и расстояниях между ними 10—12 мм удалось добиться синхронного срабатывания Т. с временами $t_3 \approx 1$ нс, $\Delta t_3 < 1$ нс, времен коммутации $t_K \approx 1$ нс и разброса времени коммутации $\Delta t_K \leq 1$ нс в 95 % из всех срабатываний в этом режиме. Объяснение этому мы видим в том, что область первоначальной ионизации в момент искажения поля У.И. занимает весь Г.И.П. Эту область можно рассматривать как зону ионизации импульсного коронного разряда, переходящую в диффузный объемный пробой между У.Э. и противостоящим О.Э., а затем в искровой разряд или сразу в искровой разряд. Если принять во внимание, что скорость распространения стримеров при напряжениях, близких к $U_{пр}$, равна ≈ 10 мм/нс [8, 9, 14], то при рас-

стояниях ≈ 12 мм между О.Э. время формирования и развития стримера примерно соответствует времени, полученному в наших экспериментах ≈ 1 нс. Более того, суммарное t_3 пробоя, включающее в себя и статистическое, в наших экспериментах по управлению Т. через У.Э., встроенный в В.О.Э. положительной полярности, не превышало 1 нс. Однако, с увеличением расстояния между О.Э. свыше 12 мм (при сохранении условий работы Т. вблизи $U_{пр}$) наблюдалось резкое увеличение времен задержки t_3 , коммутации t_K и их разброса Δt_3 и Δt_K . Вероятно, в этих условиях зона эффективного искажения поля и вызванная этим искажением первоначальная ионизация от У.Э. не распространяются на весь Г.И.П., и требуется дополнительное время для прорастания стримеров от границы зоны первоначальной ионизации до противоположного О.Э. Были проведены эксперименты, в которых в исследуемом тригатроне У.Э. размещался в заземленном О.Э., а В.О.Э. также имел положительный потенциал. Параметры У.И. не изменялись за исключением полярности — она была отрицательной. Не изменялись и остальные условия эксперимента. Примерно в 20 % случаев удавалось достичь времен $t_3 \approx 1$ нс, $\Delta t_3 \approx 1$ нс, в остальных же случаях наблюдалось резкое увеличение времен t_3 , а разброс Δt_3 изменялся в пределах от 20 до 80 нс. Поэтому было принято решение о размещении У.Э. в В.О.Э. положительной полярности.

Следует отметить и недостаток предлагаемого Т. с положительным высоковольтным О.Э. Известно (например, [7]), что в элегазе $U_{пр}$ ниже при положительной полярности высоковольтного О.Э., чем при отрицательной. Следовательно, при прочих равных условиях в предлагаемом Т. приходится несколько увеличивать длину Г.И.П. или давление газа по сравнению с Т., у которого В.О.Э. находится под отрицательным потенциалом.

Требования, выполнение которых обеспечивает наносекундное срабатывание высоковольтных тригатронов с ресурсом 10^9 импульсов и более.

Таким образом, Т. с рабочим напряжением до 1 МВ, способные надежно работать в параллель и обладающие $t_3 \approx 1$ нс, $\Delta t_3 \leq 1$ нс, должны удовлетворять следующим требованиям.

1. Рабочее напряжение U_0 между О.Э. должно находиться в диапазоне $0,85U_{сп} \leq U_0 \leq 0,95U_{сп}$, где $U_{сп}$ — напряжение самопробоя.

2. Время нарастания У.И. должно быть ≤ 50 нс.

3. При достижении между У.Э. и противостоящим ему О.Э. пробивного напряжения, после прихода У.И., светящаяся зона первоначальной объемной ионизации должна занимать весь разрядный промежуток (между У.Э. и противостоящим ему О.Э.). При этом минимальные t_3 и Δt_3 получаются, когда У.Э. имеет положительную полярность как относительно противостоящего ему, так и относительно охватывающего его О.Э. Последнее может

иметь место как в случае, когда У.Э. встроены в низковольтный О.Э. (тогда противостоящий О.Э. находится под высоким потенциалом отрицательной полярности), так и в случае, когда У.Э. встроены в высоковольтный электрод положительной полярности.

4. Расстояние между О.Э. (Г.И.П.) не должно превышать 12 мм.

5. У.Э. должен иметь форму цилиндра (диаметром не более 7 мм), кромка торца которого, обращенная к противостоящему О.Э., должна иметь радиус закругления не более 0,1 мм. У.Э. должен выступать вглубь Г.И.П. на 0,1–0,5 мм.

6. Отношение величины D Г.И.П. к величине промежутка d между У.Э. и прилегающим к нему О.Э. должно находиться в диапазоне 5–7, а d — удовлетворять неравенству $d \leq 2,5$ мм.

7. Для обеспечения ресурса 10^9 импульсов и более Т. должен содержать в разрядной камере защитный металлический экран, находящийся примерно под половинным потенциалом относительно В.О.Э.

8. Т. должен быть заполнен электрически высокопрочным газом или смесью газов под избыточным давлением.

9. Электроды Т. должны быть выполнены из стойких к эрозии проводящих материалов, эрозия которых происходит равномерно и медленно.

10. Отношение оптимальной амплитуды У.И. $U_{\text{упр}}$ к амплитуде напряжения U_0 между О.Э. уменьшается с увеличением U_0 и при $300 \text{ кВ} \leq U_0 \leq 1000 \text{ кВ}$ составляет 0,1–0,3 U_0 .

11. Расстояние между соседними тригatronами при их параллельной работе должно превышать величину $S = kv(\Delta t_3 + \Delta t_k)$, где $k > 1$ — безразмерный коэффициент запаса; v — скорость распространения электромагнитной волны в среде между Т.

Выводы. 1. При 4-х канальной коммутации токов ≈ 170 кА на индуктивную нагрузку в исследованных Т. на 400 кВ достигнут стабильный разброс времени $\Delta t_3 \leq 1$ нс, что позволяет использовать данные Т. для параллельной работы в многомодульных ГИТ с коммутируемыми токами в несколько мегаампер.

2. В исследованной конструкции Т. на 400 кВ при давлении элегаза в Г.И.П. 1 МПа экспериментально определено максимальное расстояние между О.Э., равное 12 мм, при котором разброс времени $\Delta t_3 \leq 1$ нс.

3. Потери в искровом канале Т. не превышают 10 % энергии, запасенной в накопителе, при работе Т. вблизи $U_{\text{пр}}$. Это позволяет создавать электроустановки с пиковой мощностью порядка 1 ТВт при КПД около 90 %.

4. Отличительной особенностью исследованных Т. является расположение узла управления в В.О.Э. положительной полярности, причем полярность У.И. была также положительной, а величина

потенциала на У.Э. превышала потенциал на В.О.Э. на 70 кВ. Кроме того, в исследованных Т. использовался защитный металлический экран, находящийся под половинным потенциалом относительно В.О.Э.

1. *Бойко Н.И., Борцов А.В., Евдошенко Л.С. и др.* Низкоиндуктивная секция генератора мощных высоковольтных импульсов по схеме Фитча // Приборы и техника эксперимента. — 2005. — № 4. — С. 57–65.

2. *Бойко Н.И., Евдошенко Л.С., Зароченцев А.И., Иванов В.М.* Четырехканальный высоковольтный искровой разрядник // Электротехника и электромеханика. — 2006. — № 3. — С. 80–81.

3. *Бойко Н.И., Евдошенко Л.С., Иванов В.М. и др.* Тригatronны на 400 кВ для мощных низкоиндуктивных генераторов импульсов // Приборы и техника эксперимента. — 2008. — № 1. — С. 78–86.

4. *Бортник И.М.* Физические свойства и электрическая прочность элегаза. — М: Энергоатомиздат, 1988. — 80 с.

5. *Валеев Р.И., Давыдов О.В., Никифоров М.Г. и др.* Многоканальный мегавольтный коммутатор с поджигом на высоком потенциале. / "Высоковольтные искровые и взрывные коммутаторы". Тез. докл. совместного заседания секций научных советов АН СССР "Научные основы электрофизики и электроэнергетики" и "Проблемы мощной импульсной энергетики". — Томск, 1986. — С. 77–78.

6. *Герасимов А.И.* Многоканальные разрядники с ламельными управляющими электродами, их развитие и применение // Приборы и техника эксперимента. — 2004. — № 1. — С. 5–38.

7. *Герасимов А.И., Кулешов Г.Д., Павловский А.И. и др.* Пусковые характеристики наполненного SF₆ тригatronа на 100 кВ // Приборы и техника эксперимента. — 1975. — № 5. — С. 111–113.

8. *Дашук П.Н., Зайнец С.Л., Комельков В.С. и др.* Техника больших импульсных токов и магнитных полей / Под ред. В.С. Комелькова. — М.: Атомиздат, 1970. — 472 с.

9. *Ельчанинов А.С., Емельянов В.Г., Ковальчук Б.М. и др.* Многоискровая работа мегавольтного тригatronа // Приборы и техника эксперимента. — 1974. — № 2. — С. 103–105.

10. *Емельянов В.Г., Ковальчук Б.М., Лавринович В.А. и др.* Многоискровой высоковольтный тригatron // Приборы и техника эксперимента. — 1975. — № 4. — С. 89–92.

11. *Месля Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. — М: Наука, 2004. — 704 с.

12. *Накопление и коммутация энергии больших плотностей* / Под ред. У.Бостика, В.Нарди, О.Цукера. Пер. с англ. под ред. Э.И. Асиновского и В.С. Комелькова. — М.: Мир, 1979. — 476 с.

13. *Попов П.Г., Шкуронат П.И.* Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции по газоразрядным приборам. — ЦНИИ "Электроника": 1974. — Серия 4. — вып. 2 (26), 39.

14. *Buttram M.T., Sampayan S.* Repetitive Spark Gap Switches // Gas Discharge Closing Switches/ Ed. by G. Schaefer, M. Kristiansen, and A. Guenther—N.-Y.: Plenum press, 1990. P. 63–85.

Надійшла 12.02.2008

Расчет потерь в стали магнитопровода трехфазных реакторов при наличии высших гармоник магнитного потока

Созданы теория и методика расчета потерь в стали магнитопровода трехфазных реакторов при наличии высших гармоник магнитного потока, учитывающие особенности различного влияния на потери от вихревых токов и на гистерезис гармонических составляющих магнитного потока, проходящего в магнитопроводе. Методика позволяет рассчитывать и проектировать реакторы, работающие в устройствах с высшими гармониками.

Створено теорію й методику розрахунку втрат у сталі магнітопроводу трифазних реакторів при наявності вищих гармонік магнітного потоку, що враховують особливості різного впливу на втрати від вихрових струмів і на гістерезис гармонійних складових магнітного потоку, що проходить у магнітопроводі. Методика дозволяє розраховувати й проектувати реактори, що працюють в пристроях з вищими гармоніками.

Введение. При расчете и проектировании реакторов, работающих в устройствах с высшими гармониками напряжения и тока, необходима теория и методика расчета потерь в магнитопроводе, которая бы учитывала специфические явления, происходящие в нем при наличии высших гармоник магнитного потока.

Известные методики расчета потерь в стали магнитопровода [1,6,11,15,17] при использовании метода эквивалентной синусоиды [8] для учета высших гармоник на практике дают заниженные значения потерь, а, следовательно, и возможность перегрева реактора при работе в реальном устройстве.

Поэтому задача создания теории и методики расчета потерь в магнитопроводе реактора при его работе в устройствах с высшими гармониками напряжения и тока актуальна.

Потери в магнитопроводе реактора можно условно разделить на две составляющие — потери на гистерезис и потери от вихревых токов [7,13]. Следует отметить, что разделение потерь в магнитопроводе может и не производиться [2,3,15,19]. Однако для универсальной методики, позволяющей рассчитывать потери при различных соотношениях уровня гармоник магнитного потока, разделение потерь крайне желательно, так как потери на гистерезис и от вихревых токов по-разному зависят от состава гармоник магнитного потока.

Здесь представлена разработанная теория и методика расчета потерь в стали магнитопровода реактора с разделением потерь на потери от вихревых токов и на гистерезис, требующая минимальных затрат времени на его проектирование.

Материал статьи является продолжением работы [11], методика из которой наиболее подходит для решения поставленной задачи.

Обычно в силовых реакторах устройств преобразовательной техники значение магнитной индукции в магнитопроводе не должно превышать 1,4 Тл. Это связано с тем, что при больших значениях индукции возникают значительные уровни шума в конструкции магнитопровода за счет вибрации, что со временем приводит к разупрочнению стяжки элементов конструкции и возникновению еще больших шумов. К тому же, одинарный немагнитный зазор в магнитопроводе рассматриваемых реакторов средних и больших мощностей должен быть не менее 2,0...2,5 мм. При меньших значениях немагнитного зазора практически невозможно обеспечить повторяемость значений индуктивности при сборке реакторов. Поэтому, применение дорогих анизотропных (структурированных в направлении прокатки) марок электротехнических сталей (ЭТС), обеспечивающих малые удельные потери при высоких значениях магнитной индукции (выше 1,4 Тл), в подобных реакторах экономически нецелесообразно. Для таких реакторов наиболее выгодно применение недорогих марок изотропных (неструктурированных) ЭТС, у которых рабочий диапазон индукций лежит ниже 1,4...1,5 Тл.

Магнитная индукция при наличии гармоник магнитного потока. По закону электромагнитной индукции магнитная индукция в магнитопроводе реактора определяется по приложенному к его обмотке напряжению, которое рассчитывается с учетом совокупности всех элементов электрической цепи с реактором при помощи либо известных аналитических или численных методов, либо компьютерных программ. Расчет напряжения на обмотке реактора, его гармонических составляющих и углов сдвига между гармоническими составляющими напряжения выходит за рамки данной статьи и

здесь эти величины считаются заданными.

Введем понятие относительного амплитудного значения магнитной индукции h -ой гармоники в стержне магнитопровода, равного:

$$B_{m,h}^* = U_{m,h}^* / h, \quad (1)$$

где $U_{m,h}^*$ — заданное относительное амплитудное значение h -ой гармоники напряжения обмотки реактора по отношению к первой гармонике (при этом $U_{m,1}^* = 1$ и $B_{m,1}^* = 1$).

Абсолютное амплитудное значение магнитной индукции h -ой гармоники в стержне магнитопровода равно:

$$B_{m,h} = \frac{U_{m,1}}{\omega S_c w} B_{m,h}^*. \quad (2)$$

Здесь $U_{m,1}$ — заданное абсолютное амплитудное значение напряжения обмотки по 1-ой гармонике; ω — угловая частота напряжения сети, $\omega = 2\pi f$; f — частота напряжения сети; S_c — заданная активная площадь поперечного сечения стержня магнитопровода; w — заданное количество витков обмотки реактора.

Относительное мгновенное значение магнитной индукции h -ой гармоники определяется по формуле

$$B_{h}^*(\omega t, h) = \left[-U_{m,h}^* \cos(h \cdot \omega t + \varphi_{U,h} + \theta_{ph}) \right] / h, \quad (3)$$

полученной путем интегрирования по переменной ωt формулы для определения относительных мгновенных значений магнитной индукции h -ой гармоники:

$$U_{h}^*(\omega t, h) = U_{m,h}^* \sin(h \cdot \omega t + \varphi_{U,h} + \theta_{ph}), \quad (4)$$

где t — время; $\varphi_{U,h}$ — заданный угол сдвига по фазе напряжения h -ой гармоники обмотки; θ_{ph} — угол сдвига по фазе между напряжениями фаз.

Относительное мгновенное значение магнитной индукции:

$$B_*(\omega t) = \sum_h B_{h}^*(\omega t, h), \quad (5)$$

а реальное мгновенное значение магнитной индукции будет равно:

$$B(\omega t) = \frac{U_{m,1}}{\omega S_c w} \sum_h B_{h}^*(\omega t, h). \quad (6)$$

Для дальнейших исследований необходимо определить местоположение границ периода 2π

изменения функции $B_*(\omega t)$, при которых ее значения начинаются и заканчиваются в нуле. Для этого численно решается уравнение $B_*(\omega t) = 0$ и определяется значение ωt_{\min} (любой из корней этого уравнения), а значение ωt_{\max} будет равно $\omega t_{\max} = \omega t_{\min} + 2\pi$.

На рис. 1 в качестве примера показаны типичные зависимости изменения функции $B_*(\omega t)$ за период, рассчитанные по формуле (5), реактора L_I , включенного в силовую продольную цепь Г-образного фильтра подавления высших гармоник тока, а на рис. 2 — реактора L_{II} , включенного в емкостную поперечную цепь фильтра.

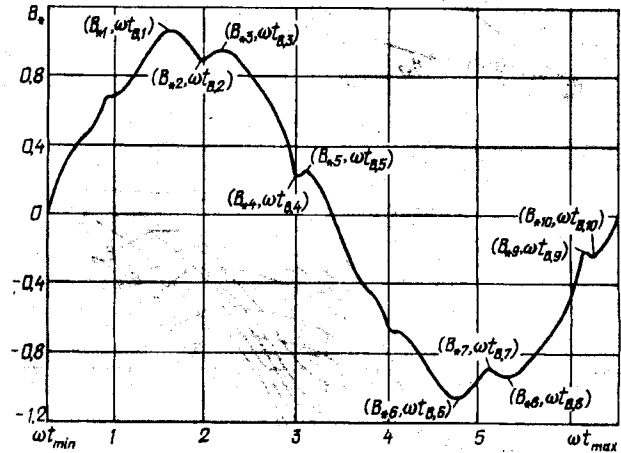


Рис. 1

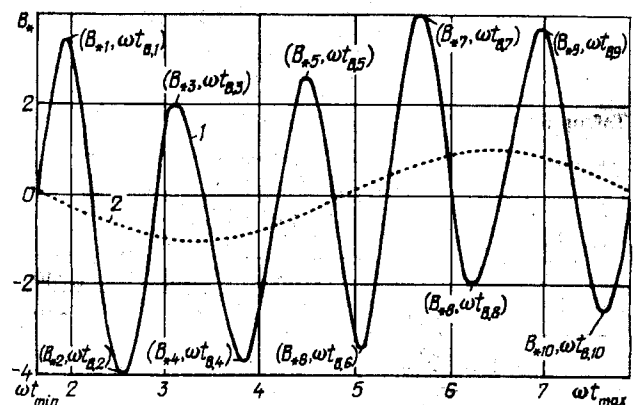


Рис. 2

На рис. 3 и 4 показаны типичные петли гистерезиса для реакторов L_I и L_{II} , построенные для временных зависимостей соответственно рис. 1 и 2. Координаты экстремумов функции $B_*(\omega t)$ по оси ординат и оси абсцисс: $(B_{*1}, \omega t_{B1}) \dots (B_{*10}, \omega t_{B10})$ приведены в табл. 1. Для реактора L_I насчитывается в рассматриваемом частном случае 5 замкнутых петель гистерезиса — 1 основная петля и 4 частные петли. Основное влияние на эту форму кривой оказывает 1-я гармоника. В реакторе L_{II} каждая из 5 петель гистерезиса незамкнута, период охватывает 5 петель и насчитывается 10 экстремумов. Здесь

наиболее существенное влияние на эту форму кривой оказывает 5-я гармоника.

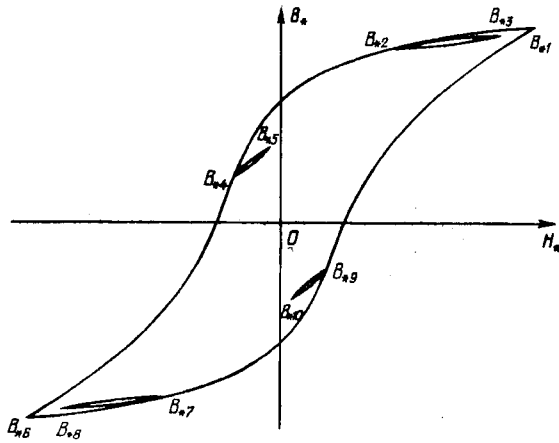


Рис. 3

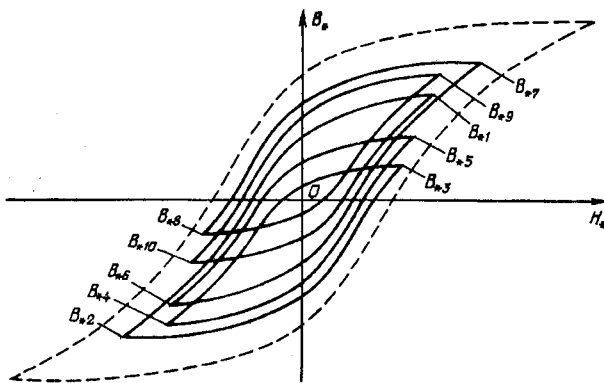


Рис. 4

Таблица 1

i	L _I		L _{II}	
	B*	ωt	B*	ωt
1	1,055	1,623	3,443	1,940
2	0,884	1,968	-4,002	2,549
3	0,929	2,169	1,968	3,071
4	0,217	3,030	-3,725	3,831
5	0,241	3,099	2,591	4,491
6	-1,055	4,764	-3,449	5,082
7	-0,884	5,110	4,007	5,691
8	-0,929	5,311	-1,969	6,213
9	-0,217	6,172	3,723	6,973
10	-0,241	6,241	-2,589	7,633

Необходимо определить наибольшее и наименьшее значение функции $B_*(\omega t)$. Так, из табл. 1 для реактора L_I — это точки с координатами $(B_{*1}, \omega t_{B,1})$ и $(B_{*6}, \omega t_{B,6})$, в которых $B_{\max}^* = 1,055$ и $B_{\min}^* = -1,055$; для реактора L_{II} — точки с координатами $(B_{*9}, \omega t_{B,9})$ и $(B_{*4}, \omega t_{B,4})$: $B_{\max}^* = 4,002$ и $B_{\min}^* = -4,002$.

Относительное амплитудное эквивалентное

(расчетное) значение магнитной индукции в магнитопроводе реактора $B_{m,ekv}^*$ выбирается по условию: если $|B_{\max}^*| > |B_{\min}^*|$, то $B_{m,ekv}^* = |B_{\max}^*|$, иначе $B_{m,ekv}^* = |B_{\min}^*|$.

Абсолютное амплитудное эквивалентное значение магнитной индукции в магнитопроводе реактора, по которому выбирается активное поперечное сечение стержня магнитопровода, определяется по формуле:

$$B_{m,ekv} = U_{m,1} B_{m,ekv}^* / \omega S_c w. \quad (7)$$

Зависимости, учитывающие скин-эффект. Эквивалентная глубина проникновения магнитного потока в лист ЭТС a_c' для h' -ой гармоники магнитного потока [6,16]

$$a_c'(\mu_{c,p}', \rho_c', h') = \frac{1}{k_R} \left(\frac{2\rho_c'}{h'\omega\mu_{c,p}'} \right)^{0,5}, \quad (8)$$

где $\mu_{c,p}'$ — магнитная проницаемость на поверхности стального листа; ρ_c' — удельное электрическое сопротивление ЭТС, зависящее от среднего значения температуры в рассматриваемой части магнитопровода; h' — номер гармоники; k_R — коэффициент уменьшения глубины проникновения для нелинейной ферромагнитной среды, по Нейману $k_R \approx 1,4$ [9,10,16].

Здесь и далее штрихи даны для переменных, которые в дальнейшем переопределяются, а выражения даны в виде функций для удобства автоматизации расчета.

Коэффициент ξ' [6, 16], равный отношению толщины листа ЭТС b_c к глубине проникновения a_c' потока в проводник для h' -ой гармоники магнитного потока

$$\xi'(\mu_{c,p}', \rho_c', h') = b_c / a_c'(\mu_{c,p}', \rho_c', h'). \quad (9)$$

Амплитудное значение магнитной индукции на поверхности стального листа $B_{m,p}'$ [6,11,16] для h' -ой гармоники магнитного потока, при заданном амплитудном значении магнитной индукции B_m'

$$B_{m,p}'(B_m', \mu_{c,p}', \rho_c', h') = \frac{\xi'(\mu_{c,p}', \rho_c', h') B_m'}{\sqrt{2}} \times \quad (10)$$

$$\times \left[\frac{\operatorname{ch} \xi'(\mu_{c,p}', \rho_c', h') + \cos \xi'(\mu_{c,p}', \rho_c', h')}{\operatorname{ch} \xi'(\mu_{c,p}', \rho_c', h') - \cos \xi'(\mu_{c,p}', \rho_c', h')} \right]^{0,5}$$

Уравнение для нахождения значений магнитной проницаемости на поверхности стального листа $\mu_{c,p}'$ для h' -ой гармоники магнитного потока имеет вид

$$\frac{B_{m,p}'(B_m', \mu_{c,p}', \rho_c', h')}{H[B_{m,p}'(B_m', \mu_{c,p}', \rho_c', h')]} - \mu_{c,p}' = 0. \quad (11)$$

Здесь $H(B_m')$ — аппроксимационная функция кривой намагничивания — зависимость напряженности магнитного потока H в листе ЭТС от амплитудного значения магнитной индукции B_m' [11] может быть записана в виде функции

$$H(B_m') = \alpha_c \operatorname{sh}(\beta_c B_m') + \chi_c B_m', \quad (12)$$

где $\alpha_c, \beta_c, \chi_c$ — коэффициенты аппроксимации. Для изотропной ЭТС марки М19 $\alpha_c = 6,43 \cdot 10^{-3}$ А/м, $\beta_c = 8,4$ Тл $^{-1}$, $\chi_c = 102,55$ м/Гн.

Решая уравнение (11) численным методом, находим значения $\mu_{c,p}'$.

Окончательно для h' -ой гармоники магнитного потока запишем функцию по вычислению амплитудного значения магнитной индукции на поверхности стального листа

$$B_{m,p}(B_m', \rho_c', h') = B_{m,p}' [B_m', \mu_{c,p}'(B_m', \rho_c', h'), \rho_c', h'] \quad (13)$$

и функцию по вычислению коэффициента ξ

$$\xi(B_m', \rho_c', h') = b_c / a_c [\mu_{c,p}'(B_m', \rho_c', h'), \rho_c', h']. \quad (14)$$

Рассмотрим расчет потерь в магнитопроводе реактора на гистерезис и от вихревых токов.

Потери на гистерезис. При расчете потерь на гистерезис нужно суммировать площади частных петель гистерезиса, которые пропорциональны потерям на гистерезис. Вид петли или частных петель гистерезиса в стали магнитопровода реактора будут определять зависимости изменения мгновенных значений магнитной индукции от времени $B_*(\omega t)$ [14]. Так, зависимости магнитной индукции на рис. 1 будут соответствовать петли гистерезиса, изображенные на рис. 3, а зависимости на рис. 2 — петли гистерезиса, показанные на рис. 4.

При расчете площадей петель гистерезиса можно использовать разные подходы, например, найти площади петель или частей петель в положительной или отрицательной области значений B_* или H_* , а затем их удваивать. Но это не удобно для автоматизированных расчетов. Предложим универсальную методику расчета потерь на гистерезис, наиболее подходящую для автоматизации, при которой площади петель определяются по мере их образования зависимостью функции $B_*(\omega t)$. При этом последовательно будут суммироваться площади частных петель или частей петель в положительных и отрицательных областях, образующих эквивалентные частные петли гистерезиса.

Найдем координаты экстремумов функции $B_*(\omega t)$ и точки пересечения ею оси абсцисс за период 2π .

Зададим пары номеров i (столбцы матрицы) мгновенных значений экстремумов магнитной индукции B_* , образующих эквивалентные частные петли гистерезиса. Для рис. 1 и 3, и рис. 2 и 4 (также табл. 1), это соответственно матрицы с номерами экстремумов

$$N_{par} = \begin{vmatrix} 1 & 2 & 4 & 7 & 9 \\ 6 & 3 & 5 & 8 & 10 \end{vmatrix}; \quad N_{par} = \begin{vmatrix} 1 & 3 & 5 & 7 & 9 \\ 2 & 4 & 6 & 8 & 10 \end{vmatrix}.$$

Определим половину величины размаха B_{m,g^*} между заданными парами экстремумов относительных значений магнитной индукции B_* по оси ординат (рис. 1 и 2), которые будут соответствовать минимальным и максимальным относительным значениям магнитных индукций B_{m,g^*} для расчетных эквивалентных частных петель гистерезиса (полуразмах):

$$B_{m,g^*ig} = |B_{*Npar.1ig} - B_{*Npar.2ig}| / 2, \quad (15)$$

где ig — порядковый номер столбца матрицы N_{par} (будет соответствовать порядковому номеру эквивалентной частной петли гистерезиса), $i_g = 1 \dots \operatorname{cols}(N_{par})$; cols — функция, определяющая количество столбцов матрицы.

В абсолютных значениях

$$B_{m,g.ig} = \frac{U_{m.1}}{\omega S_c w} B_{m,g^*ig}. \quad (16)$$

Удвоенная величина интервала между значениями ωt заданных пар по оси абсцисс, соответствующих экстремумам значений индукций B_* , (рис. 1 и 2, и табл. 1), определяет период для расчетных эквивалентных частных петель гистерезиса

$$\omega t_{g.ig} = 2 (|\omega t_{Npar.2ig} - \omega t_{Npar.1ig}|). \quad (17)$$

Собственные частоты и угловые частоты эквивалентных частных петель гистерезиса будут равны

$$f_{g.ig} = 2\pi f / \omega t_{g.ig}; \quad \omega_{g.ig} = 2\pi f_{g.ig}. \quad (18)$$

Эквивалентные номера гармоник магнитного потока для эквивалентных частных петель гистерезиса

$$h_{g.ig} = f_{g.ig} / f. \quad (19)$$

В табл. 2 приведены значения B_{m,g^*} , $\omega t_{g.ig}$, $f_{g.ig}$, рассчитанные по формулам (15), (17) и (18).

Амплитудное значение магнитной индукции на расстоянии x от оси симметрии стального листа [11]

$$B_{mm}'(x, B_m', \rho_c', h_g', B_{m.max}') = \frac{\xi(B_{m.max}' \rho_c', h_g') B_m'}{\sqrt{2}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{\operatorname{ch} \left[\xi(A) \cdot \frac{2x}{b_c} \right] + \cos \left[\xi(A) \cdot \frac{2x}{b_c} \right]}{\operatorname{ch} \xi(A) - \cos \xi(A)} \right\}^{0,5}. \quad (20)$$

Здесь $A = (B_{m.\max}', \rho_c', h_g')$; $B_{m.\max}'$ — наибольшее значение магнитной индукции из пары экстремумов для петель гистерезиса; h_g' — эквивалентный номер гармоники рассматриваемой частной петли гистерезиса.

Таблица 2

	i_g	1	2	3	4	5
L_I	$B_{m.g.}^*$	1,055	0,022	0,012	0,022	0,012
	$B_{m.g.\max}^*$	1,055	0,929	0,241	0,929	0,241
	ωt_g	6,283	0,402	0,138	0,402	0,138
	$f_g, \text{Гц}$	60,0	937,5	2727,3	937,5	2727,3
L_{II}	$B_{m.g.}^*$	3,723	2,847	3,020	2,988	3,155
	$B_{m.g.\max}^*$	4,002	3,725	3,449	4,007	3,723
	ωt_g	1,219	1,521	1,181	1,043	1,319
	$f_g, \text{Гц}$	309,3	247,9	319,2	361,4	285,7

Аппроксимационная функция эквивалентной коэрцитивной силы H_c , полученная с использованием кривой удельных потерь ЭТС [11]

$$H_c(B_m') = H_{c0} \left[1 + \left(\frac{B_m'}{B_c} \right)^{n_c} \right], \quad (21)$$

где H_{c0}, B_c, n_c — коэффициенты аппроксимации. Для изотропной ЭТС марки М19 $H_{c0} = 33,43 \text{ А/м}$, $B_c = 1,31 \text{ Тл}$, $n_c = 2,25$.

Потери в стали на гистерезис в единице объема (Вт/м^3) на расстоянии x от оси симметрии стального листа при представлении петли гистерезиса эквивалентным по площади эллипсом [11, 13], центр которого располагается в начале осей координат, равны

$$p_g'(x, B_m', \rho_c', h_g', B_{m.\max}') = \left[\omega B_{mm}'(x, B_m', \rho_c', h_g', B_{m.\max}') / 2 \right] \times H_c \left[B_{mm}'(x, B_m', \rho_c', h_g', B_{m.\max}') \right]. \quad (22)$$

Усредненные потери в стали на гистерезис в единице объема [11]

$$p_g(B_m', \rho_c', h_g', B_{m.\max}') =$$

$$= \frac{2}{b_c} \int_0^{b_c/2} p_g'(x, B_m', \rho_c', h_g', B_{m.\max}') dx. \quad (23)$$

За счет того, что магнитный поток рассеивается в окно магнитопровода, его уровень в стержне в районе немагнитного зазора уменьшается. Запишем уравнение изменения магнитной индукции в стержне магнитопровода по его текущей длине y в линейном приближении:

$$B_{m,hst}(B_m, B\delta, y, hst) = B_m - (B_m - B\delta) \frac{y}{hst}. \quad (24)$$

Здесь B_m — наибольшее амплитудное значение магнитной индукции в стержне магнитопровода (для Ш-образного магнитопровода значение B_m наибольшее у торца обмотки вблизи ярменной зоны Ш-железа; для магнитопровода из полос ЭТС — в районе центра катушки с обмоткой); $B\delta$ — амплитудное значение магнитной индукции на краю стержня магнитопровода в районе немагнитного зазора; hst — рассматриваемая длина стержня.

В линейном приближении, формула (24) подходит и для расчета потерь в реакторе с количеством немагнитных зазоров на фазу больше двух.

Амплитудное значение магнитной индукции на краю центрального (c) и крайнего (k) стержней магнитопровода для i_g -ой частной петли гистерезиса будет равно:

$$B_{m,c,\delta,g,ig} = B_{m,g,ig} \frac{B_{m,c,\delta,ekv}}{B_{m,ekv}}, \quad (25)$$

$$B_{m,k,\delta,g,ig} = B_{m,g,ig} \frac{B_{m,k,\delta,ekv}}{B_{m,ekv}}.$$

Здесь $B_{m,c,\delta,ekv}, B_{m,k,\delta,ekv}$ — эквивалентные амплитудные значения магнитной индукции на краю центрального и крайнего стержней магнитопровода в районе немагнитного зазора δ . Уровни индукций в стержне и эпюра распределения магнитной индукции в окне Ш-образного магнитопровода показаны на рис. 5, а для стержневого магнитопровода из полосовой ЭТС с двумя немагнитными зазорами на фазу — на рис. 6. Выражения для расчета значений индукций могут быть получены с привлечением формул из работы [12] для случая трехфазного трансформатора с поперечным рассеянием и закона полного тока [7,13], и здесь не приводятся.

Максимальное амплитудное значение магнитной индукции на краю центрального и крайнего стержней магнитопровода для i_g -ой частной петли гистерезиса:

$$B_{m,c,\delta,g,\max,ig} = B_{m,g,\max,ig} \frac{B_{m,c,\delta,ekv}}{B_{m,ekv}}, \quad (26)$$

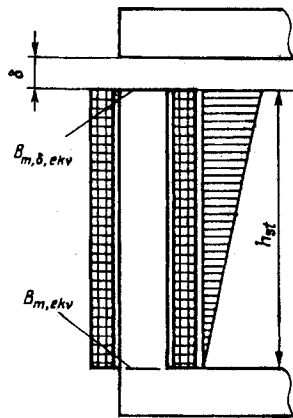


Рис. 5

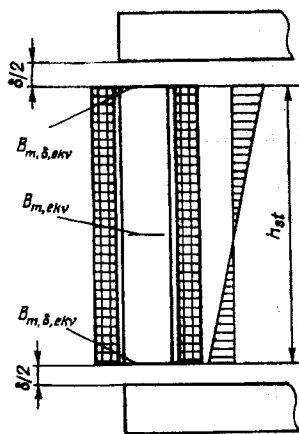


Рис. 6

$$B_{m,k,\delta,g,\max,ig} = B_{m,g,\max,ig} \frac{B_{m,k,\delta,ekv}}{B_{m,ekv}},$$

где $B_{m,g,\max}$ — наибольшее из пары экстремумов абсолютное значение магнитной индукции для i_g -ой частной петли гистерезиса

$$B_{m,g,\max,ig} = \frac{U_{m,1}}{\omega S_c \omega} B_{m,g,\max}^* ig; \quad (27)$$

$B_{m,g,\max}^* ig$ — наибольшее из пары экстремумов относительное значение магнитной индукции для i_g -ой частной петли гистерезиса, (табл. 2), определяемое из условия: если $|B_{*Npar.1,ig}| > |B_{*Npar.2,ig}|$, то $B_{m,g,\max}^* ig = |B_{*Npar.1,ig}|$, иначе $B_{m,g,\max}^* ig = |B_{*Npar.2,ig}|$, значения которого необходимы для учета эффекта вытеснения магнитного потока к краям пластин ЭТС.

Потери на гистерезис в стержне магнитопровода для i_g -ой частной петли гистерезиса будут равны:

— в случае Ш-образного магнитопровода

$$P_{st.g} (B_m', B_\delta', h_g', B_{m,\max}', B_{\delta,\max}') =$$

$$= S_c \int_0^{h_{st}} p_g [B_{m,hst} (B_m', B_\delta', y, h_{st}), \rho_c, h_g', B_{m,hst} (B_{m,\max}', B_{\delta,\max}', y, h_{st})] dy; \quad (28)$$

— в случае магнитопровода из полосовой ЭТС

$$P_{st.g} (B_m', B_\delta', h_g', B_{m,\max}', B_{\delta,\max}') =$$

$$= 2S_c \int_0^{h_{st}/2} p_g [B_{m,hst} (B_m', B_\delta', y, h_{st}/2), \rho_c, h_g', B_{m,hst} (B_{m,\max}', B_{\delta,\max}', y, h_{st}/2)] dy. \quad (29)$$

Потери на гистерезис в центральном и крайнем стержнях магнитопровода для i_g -ой частной петли гистерезиса

$$P_{g.st.c.ig} = P_{g.st} (B_{m,g,ig}, B_{m,c,\delta,g,ig}, h_{g,ig}, B_{m,g,\max,ig}, B_{m,c,\delta,g,\max,ig}); \quad (30)$$

$$P_{g.st.k.ig} = P_{g.st} (B_{m,g,ig}, B_{m,k,\delta,g,ig}, h_{g,ig}, B_{m,g,\max,ig}, B_{m,k,\delta,g,\max,ig}).$$

Суммарные потери на гистерезис в стержнях магнитопровода для i_g -ой частной петли гистерезиса

$$P_{g.st.ig} = P_{g.st.c.ig} + 2P_{g.st.k.ig}. \quad (31)$$

Потери на гистерезис в центральном и крайнем стержнях магнитопровода с учетом формул (30)

$$P_{g.st.c} = \sum_i P_{g.st.c.ig}; \quad P_{g.st.k} = \sum_i P_{g.st.k.ig}. \quad (32)$$

Суммарные потери на гистерезис в стержнях магнитопровода

$$P_{g.st} = P_{g.st.c} + 2P_{g.st.k}. \quad (33)$$

Потери на гистерезис в верхнем и нижнем ярмах магнитопровода для i_g -ой частной петли гистерезиса соответственно равны:

$$P_{g.a.verh.ig} = S_{c.a.verh} l_a p_g (B_{m.a.verh.g,ig}, \rho_{c.a}, h_{g,ig}, B_{m.a.verh.g,\max,ig}); \quad (34)$$

$$P_{g.a.niz.ig} = S_{c.a.niz} l_a p_g (B_{m.a.niz.g,ig},$$

$$\rho_{c.a}, h_{g.ig}, B_{m.a.niz.g.max,ig});$$

$B_{m.a.verh.g.}, B_{m.a.niz.g.}, B_{m.a.verh.g.max}, B_{m.a.niz.g.max}$ — амплитудные для i_g -ой частной петли гистерезиса и наибольшие эквивалентные амплитудные значения магнитной индукции в верхнем и нижнем ярямах магнитопровода:

$$B_{m.a.verh.g.ig} = (B_{m.c.\delta.g.ig} + B_{m.k.\delta.g.ig}) / (2k_{a.verh.});$$

$$B_{m.a.niz.g.ig} = (B_{m.c.\delta.g.ig} + B_{m.k.\delta.g.ig}) / (2k_{a.niz.});$$

$$B_{m.a.verh.g.max.ig} = (B_{m.c.\delta.g.max.ig} + B_{m.k.\delta.g.max.ig}) / (2k_{a.verh.});$$

$$B_{m.a.niz.g.max.ig} = (B_{m.c.\delta.g.max.ig} + B_{m.k.\delta.g.max.ig}) / (2k_{a.niz.}).$$

Здесь $k_{a.verh}, k_{a.niz}$ — коэффициенты отношения площадей поперечного сечения соответственно верхнего и нижнего ярем к площади поперечного сечения стержня магнитопровода.

Потери на гистерезис в верхнем и нижнем ярямах магнитопровода, с учетом формул (34):

$$P_{g.a.verh} = \sum_i P_{g.a.verh.ig}; \quad P_{g.a.niz} = \sum_i P_{g.a.niz.ig} \quad (35)$$

Общие потери в стали на гистерезис:

$$P_{g.c} = P_{g.st} + P_{g.a.verh.} + P_{g.a.niz.} \quad (36)$$

Потери от вихревых токов в магнитопроводе реактора. Потери от вихревых токов, так же как и потери на гистерезис, можно рассчитать для каждого рассматриваемого периода, образующего частные петли гистерезиса. Но более точный результат расчета потерь от вихревых токов будет получен суммированием потерь по каждой отдельной гармонике.

Для того, чтобы рассчитать общие (суммарные) потери от вихревых токов от всех рассматриваемых гармоник, введем допущение. Приведенные выше формулы Томпсона, учитывающие влияние скин-эффекта, справедливы для линейной среды. Как показали исследования, магнитная проницаемость на поверхности стального листа для гармонических составляющих магнитного потока изменяется в узких пределах. Поэтому, не внося существенной погрешности в точность расчета, значение магнитной проницаемости можно для всех гармонических составляющих магнитного потока брать постоянным и равным значению магнитной проницаемости на поверхности листа для номера гармоники h_{opr} , определяющей форму кри-

вой $B_*(\omega t)$, при амплитудном эквивалентном значении магнитной индукции в магнитопроводе реактора $B_{m,ekv}$. Для зависимости на рис. 1 — это 1-я гармоника и $h_{opr} = 1$, а $B_{m,ekv} = 1,055$; для зависимости на рис. 2 — это 5-я гармоника, то есть $h_{opr} = 5$ и $B_{m,ekv} = 4,057$. При таком допущении при расчете суммарных потерь от вихревых токов можно использовать метод наложения [4], который применим для линейных сред.

Потери от вихревых токов в единице объема [6, 11, 16], в Вт/м³, для h' -ой гармоники магнитного потока, равны:

$$p_v(B_m', \rho_c', h', B_{m,ekv}') = \frac{(h'\omega B_m' b_c)^2}{24\rho_c'} \cdot F_\xi(B_{m,ekv}', \rho_c'), \quad (37)$$

где $B_{m,ekv}'$ — эквивалентное амплитудное значение магнитной индукции; F_ξ — функция, учитывающая влияние скин-эффекта [6, 11, 16]:

$$F_\xi(B_{m,ekv}', \rho_c') = \frac{3}{\xi(B_{m,ekv}', \rho_c', h_{opr})} \times \frac{\text{sh} \xi(B_{m,ekv}', \rho_c', h_{opr}) - \sin \xi(B_{m,ekv}', \rho_c', h_{opr})}{\text{ch} \xi(B_{m,ekv}', \rho_c', h_{opr}) - \cos \xi(B_{m,ekv}', \rho_c', h_{opr})} \quad (38)$$

Рассмотрим две классические конструкции магнитопровода реактора: Ш-образный магнитопровод с одним немагнитным зазором δ на фазу между торцом стержня и верхним яремом; трехстержневой магнитопровод из полос ЭТС с двумя немагнитными зазорами $\delta/2$ на фазу между торцами стержня и верхним и нижним ярямами.

При этом потери от вихревых токов в стержне магнитопровода для h -ой гармоники магнитного потока будут равны:

— в случае Ш-образного магнитопровода:

$$P_{st.v}(B_m', B_\delta', h', B_{m,ekv}', B_{\delta,ekv}') = S_c \int_0^{h_{st}} p_v[B_{m,hst}(B_m', B_\delta', y, h_{st}), \rho_c', h', B_{m,hst}(B_{m,ekv}', B_{\delta,ekv}', y, h_{st})] dy; \quad (39)$$

— в случае магнитопровода из полос ЭТС:

$$P_{st.v}(B_m', B_\delta', h', B_{m,ekv}', B_{\delta,ekv}') =$$

$$= 2S_c \int_0^{h_{st}/2} p_v \left[B_{m,hst} \left(B_{m,hst}', B_{\delta,hst}', y, h_{st}/2 \right), \rho_c, h', \right. \\ \left. B_{m,hst} \left(B_{m,ekv}', B_{\delta,ekv}', y, h_{st}/2 \right) \right] dy, \quad (40)$$

где $B_{\delta,ekv}'$ — эквивалентное амплитудное значение магнитной индукции на краю стержня магнитопровода в районе немагнитного зазора; ρ_c — удельное электрическое сопротивление ЭТС стержня магнитопровода, зависящее от температуры стержня.

Найдем потери от вихревых токов в центральном и крайнем стержнях магнитопровода для h -ой гармоники магнитного потока (уровень рассеяния магнитного потока в окно магнитопровода для центрального и крайнего стержней различен)

$$P_{v.st.c.h} = P_{v.st}' \left(B_{m,h}, B_{m,c.\delta,h}, h, \right. \\ \left. B_{m,ekv.h}, B_{m,c.\delta,ekv} \right); \quad (41)$$

$$P_{v.st.k.h} = P_{v.st}' \left(B_{m,h}, B_{m,k.\delta,h}, h, \right. \\ \left. B_{m,ekv.h}, B_{m,k.\delta,ekv} \right).$$

Здесь $B_{m,c.\delta,h}, B_{m,k.\delta,h}$ — фактические амплитудные значения для h -ой гармоники магнитного потока на краю центрального и крайнего стержней магнитопровода в районе немагнитного зазора δ . Их значения могут быть также посчитаны с привлечением формул из работы [12] для случая трехфазного трансформатора с поперечным рассеянием, и закона полного тока [7,13].

Суммарные потери от вихревых токов в стержнях магнитопровода для h -ой гармоники магнитного потока

$$P_{v.st.h} = P_{v.st.c.h} + 2P_{v.st.k.h}. \quad (42)$$

Потери от вихревых токов в центральном и крайнем стержнях магнитопровода, с учетом формул (41)

$$P_{v.st.c} = \sum_h P_{v.st.c.h}; \quad P_{v.st.k} = \sum_h P_{v.st.k.h}. \quad (43)$$

Суммарные потери от вихревых токов в стержнях магнитопровода

$$P_{v.st.} = P_{v.st.c} + 2P_{v.st.k}. \quad (44)$$

Потери от вихревых токов в верхнем и нижнем ярямах магнитопровода для h -ой гармоники маг-

нитного потока будут соответственно равны:

$$P_{v.a.verh.h} = S_{c.a.verh} l_a p_v \left(B_{m.a.verh.h}, \right. \\ \left. \rho_{c.a}, h, B_{m.a.verh.ekv} \right); \quad (45)$$

$$P_{v.a.niz.h} = S_{c.a.niz} l_a p_v \left(B_{m.a.niz.h}, \right. \\ \left. \rho_{c.a}, h, B_{m.a.niz.ekv} \right),$$

где $\rho_{c.a}$ — удельное электрическое сопротивление ЭТС ярем магнитопровода, зависящее от температуры ярем; $B_{m.a.verh.h}, B_{m.a.niz.h}, B_{m.a.verh.ekv}, B_{m.a.niz.ekv}$ — фактические амплитудные значения для h -ой гармоники магнитного потока и эквивалентные амплитудные значения магнитной индукции в верхнем и нижнем ярямах магнитопровода:

$$B_{m.a.verh.h} = \left(B_{m.c.\delta.h} + B_{m.k.\delta.h} \right) / \left(2k_{a.verh} \right);$$

$$B_{m.a.niz.h} = \left(B_{m.c.\delta.h} + B_{m.k.\delta.h} \right) / \left(2k_{a.niz} \right);$$

$$B_{m.a.verh.ekv} = \left(B_{m.c.\delta.ekv} + B_{m.k.\delta.ekv} \right) / \left(2k_{a.verh} \right);$$

$$B_{m.a.niz.ekv} = \left(B_{m.c.\delta.ekv} + B_{m.k.\delta.ekv} \right) / \left(2k_{a.niz} \right).$$

Потери от вихревых токов в верхнем и нижнем ярямах магнитопровода с учетом формул (45)

$$P_{v.a.verh} = \sum_h P_{v.a.verh.h}; \quad P_{v.a.niz} = \sum_h P_{v.a.niz.h}. \quad (46)$$

Следует подчеркнуть, что в формулы (43) и (46) не входят выражения с углами сдвига по фазе между гармониками магнитного потока, по аналогии с вычислением активной мощности при наличии высших гармоник тока и напряжения [8], поэтому данный вывод здесь не приводится.

Общие потери в стали от вихревых токов будут равны:

$$P_{v.c} = P_{v.st.} + P_{v.a.verh.} + P_{v.a.niz.}. \quad (47)$$

Потери в центральном и крайнем стержнях магнитопровода

$$P_{st.c} = P_{v.st.c} + P_{g.st.c}; \quad P_{st.k} = P_{v.st.k} + P_{g.st.k}. \quad (48)$$

Суммарные потери в стержнях магнитопровода

$$P_{st.} = P_{v.st.} + P_{g.st.}. \quad (49)$$

Потери в верхнем и нижнем ярямах магнитопровода

$$P_{a.verh} = P_{v.a.verh} + P_{g.a.verh}; \quad (50)$$

$$P_{a.niz} = P_{v.a.niz} + P_{g.a.niz}.$$

Общие потери в стали магнитопровода

$$P_{c.o} = P_{st} + P_{a.verh} + P_{a.niz}. \quad (51)$$

После расчета потерь должен производиться тепловой расчет реактора, после чего уточняются значения ρ_c и $\rho_{c,a}$, и последующими итерациями производится расчет реактора.

Погрешность расчетов, по сравнению с опытными данными изготовленных реакторов малой и средней мощности устройств подавления высших гармоник тока, не превышала 4...7%.

Выводы. Созданная теория и методика расчета потерь в магнитопроводе реакторов, учитывающая особенности различного влияния на потери от вихревых токов и на гистерезис гармонических составляющих магнитного потока, проходящего в магнитопроводе, позволяет рассчитывать и проектировать реакторы современных типов устройств подавления высших гармоник тока и устройств преобразовательной техники.

По сравнению с опытными данными изготовленных реакторов устройств подавления высших гармоник тока малой и средней мощности погрешность расчетов по разработанной методике не превышает 4...7%.

1. *Автоматизированное проектирование электрических машин* / Ю.Б. Бородулин, В.С. Мостейкис, Г.В. Попов, В.П. Шишкин / Под ред. Ю.Б. Бородулина. — М.: Высш. шк., 1989. — 280 с.

2. *Зирка С.Е., Мороз Ю.И.* Моделирование магнитного гистерезиса на основе обобщенных правил Маделунга. Часть 1. Постановка задачи и состояние вопроса // Техн. электродинамика. — 1999. — № 1. — С. 22—27.

3. *Зирка С.Е., Мороз Ю.И.* Моделирование магнитного гистерезиса на основе обобщенных правил Маделунга. Часть 2. Описание алгоритмов // Техн. электродинамика. — 1999. — № 2. — С. 7—13.

4. *Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А.* Расчет индуктивностей. Справочная книга. — Л.: Энергоатомиздат, 1986. — 488 с.

5. *Кравченко А.Н., Родионов В.Г., Шугайло А.И., Эйнгорн И.Я.* Методика расчета потерь и тока холостого хода трансформаторов // Техническая электродинамика. — 1979. — № 2. — С. 45—52.

6. *Ламмеранер Й., Штафль М.* Вихревые токи: Пер. с чешск. — М.—Л.: Энергия, 1967. — 208 с.

7. *Нейман Л.Р., Демирчян К.С.* Теоретические основы электротехники: В 2 т. — М.—Л.: Энергия, 1966. — Т.2. — Ч. 3,4: — 407 с.

8. *Нейман Л.Р., Калантаров П.Л.* Теоретические основы электротехники: В 3 ч. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1959. — Ч.2. — 444 с.

9. *Нейман Л.Р.* Поверхностный эффект в ферромагнитных телах. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1949. — 190 с.

10. *Пентегов И.В.* Возможности использования ВКБ-метода при исследовании поверхностного эффекта в ферромагнитных телах // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. — 1988. — № 1. — С. 127—135.

11. *Пентегов И.В., Рымар С.В.* Метод определения потерь в стали трансформатора, ориентированный на использование в САПР // Техн. электродинамика. — 1995. — № 6. — С. 35—40.

12. *Пентегов И.В., Рымар С.В.* Особенности расчета индуктивностей рассеяния трансформаторов с развитыми магнитными потоками рассеяния // Электротехника и электро-механика. — 2004. — №2. — С. 38—45.

13. *Поливанов К.М.* Теоретические основы электротехники. М.: Энергия, 1969. — Ч. 3. — 352 с.

14. *Сирота И.М.* Переходные режимы работы трансформаторов тока. — К.: Изд-во АН УССР, 1961. — 192 с.

15. *Тихомиров П.М.* Расчет трансформаторов — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 528 с.

16. *Туровский Я.* Техническая электродинамика: Пер. с польского. — М.: Энергия, 1974. — 488 с.

17. *Фишлер Я.Л., Урманов Р.Н., Пестряева Л.М.* Трансформаторное оборудование для преобразовательных установок. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 320 с.

18. *Холоднокатаные электротехнические стали.* Справочник / Молотилов Б.В., Миронов Л.В., Петренко А.Г. и др. / Под ред. Б.В. Молотилова. — М.: Металлургия, 1989. — 168 с.

19. *Zirka S.E., Moroz Yu.I.* Hysteresis modeling based on transplanted // IEEE Trans. Magn. — 1995. — № 6. — v. 31. — P. 3509—3511.

Надійшла 22.07.2008

УДК621.315.2.027.8

А.К.ШИДЛОВСКИЙ, академик НАН Украины, А.А.ЩЕРБА, член-корр. НАН Украины, А.Д.ПОДОЛЬЦЕВ, докт. техн. наук, И.Н.КУЧЕРЯВАЯ, канд. техн. наук (Ин-т электродинамики НАН Украины), В.М.ЗОЛОТАРЕВ (ЗАО "Завод "Южкабель")

Индукционный нагрев сегментированной токопроводящей жилы силового кабеля на этапе его изготовления

В работе исследуются электромагнитные и тепловые процессы в сегментированной токопроводящей жиле (типа "Милликен") сверхвысоковольтного силового кабеля с большим поперечным сечением (сечение жилы более 1000 мм^2) при непрерывном движении в переменном магнитном поле цилиндрических индукторов. Рассматриваются особенности проявления поверхностного эффекта и эффекта близости в изолированных сегментах жилы в диапазоне изменения частоты 50—2400 Гц. Анализируются закономерности распределения температуры в сегментированной жиле и условия ее нагрева до заданной температуры 80—120°C.

У роботі досліджуються електромагнітні та теплові процеси в сегментованій струмопровідній жилі (типу "Мілікен") надвисоковольтного силового кабеля з великим поперечним перерізом (переріз жили більше 1000 мм^2) при безперервному русі в змінному магнітному полі циліндричних індукторів. Розглядаються особливості прояву поверхневого ефекту та ефекту близькості в ізольованих сегментах жилы в діапазоні змінення частоти 50—2400 Гц. Аналізуються закономірності розподілення температури в сегментованій жилі і умови нагріву до заданої температури 80—120°C

Введение. Мировые тенденции современного развития кабельных передающих и распределительных электрических сетей направлены на внедрение силовых кабелей с изоляцией из сшитого полиэтилена. Такой изоляционный материал обладает хорошими диэлектрическими свойствами — низкой величиной диэлектрической проницаемости и фактора потерь, а также большим запасом термической стойкости.

В настоящее время энергосистемы Украины ориентированы на применение в распределительных сетях силовых кабелей с изоляцией из сшитого полиэтилена на напряжение до 330 кВ. Предпосылками для этого является наряду с высокими эксплуатационными показателями таких кабелей наличие отечественного производства, в частности, на ЗАО "Завод "Южкабель" (г. Харьков). На харьковском кабельном заводе производятся силовые кабели со сшитой полиэтиленовой изоляцией на напряжение до 110 кВ, а в ближайшей перспективе планируется освоить серийный выпуск кабелей на напряжение 220 и 330 кВ.

Особенностью силовых кабелей на сверхвысокое напряжение (220 и 330 кВ) является большое поперечное сечение жилы — $1000\text{--}3000 \text{ мм}^2$. Для уменьшения электрических потерь в жилах такого сечения применяется их сегментирование согласно патенту Милликена [4,6]. Жилы типа "Милли-

кен" состоят из нескольких (обычно 3—5) многопроволочных сегментов, изолированных друг от друга и скручиваемых в процессе изготовления с целью обеспечения транспозиции и более равномерного распределения тока между сегментами. В качестве примера на рис. 1 показана конструкция одного из таких кабелей с жилой, состоящей их пяти изолированных сегментов.

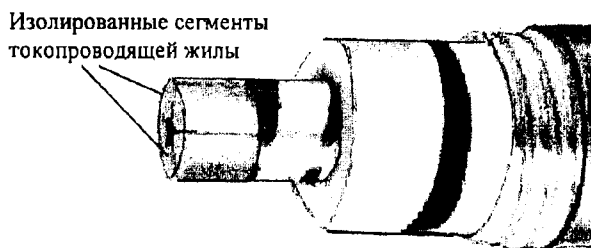


Рис. 1

В технологическом процессе изготовления силовых кабелей непосредственно перед наложением полимерной изоляции необходимо обеспечить нагрев движущейся жилы до температуры 80—120°C. Для этих целей могут использоваться установки индукционного нагрева. Один из возможных вариантов исполнения такой установки с тремя длинными цилиндрическими проходными индукто-

рами, внутри которых со скоростью v_z движется сегментированная токопроводящая жила, показан на рис. 2. В качестве источника питания здесь используется либо трехфазная сеть (в случае нагрева на промышленной частоте 50 Гц), либо тиристорный преобразователь частоты, обеспечивающий нагрев на более высокой частоте — 1000 Гц, 2400 Гц и выше. В силу сложной структуры поперечного сечения жилы и наличия изоляционных промежутков между сегментами методика расчета электромагнитных и тепловых процессов в сегментированных жилах имеет ряд особенностей, что не позволяет использовать известные методики, описанные, например, в [3, 5].

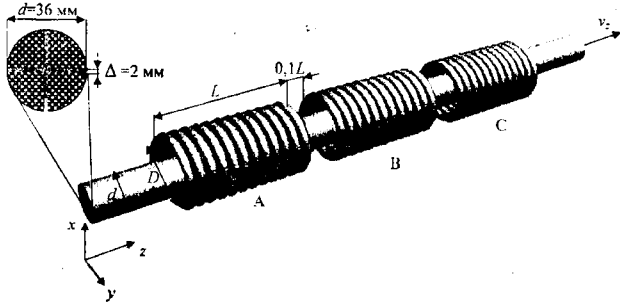


Рис. 2

Целью настоящей работы является разработка математической модели и методики численного расчета электромагнитных и тепловых процессов в сегментированной токопроводящей жиле с большой площадью поперечного сечения (1000—3000 мм²) при ее непрерывном движении в переменном магнитном поле цилиндрических индукторов, а также исследование основных закономерностей распределения джоулевых потерь и температуры в объеме сегментированной жилы, что необходимо для выбора требуемых параметров индукционной установки и источника питания.

Численный расчет электромагнитных и тепловых процессов в сегментированной жиле.

Расчет электромагнитных процессов в сегментированной жиле. Рассматривается случай использования длинного индуктора. Это позволяет анализировать электромагнитные процессы в двумерной постановке, рассматривая поле в плоскости xOy

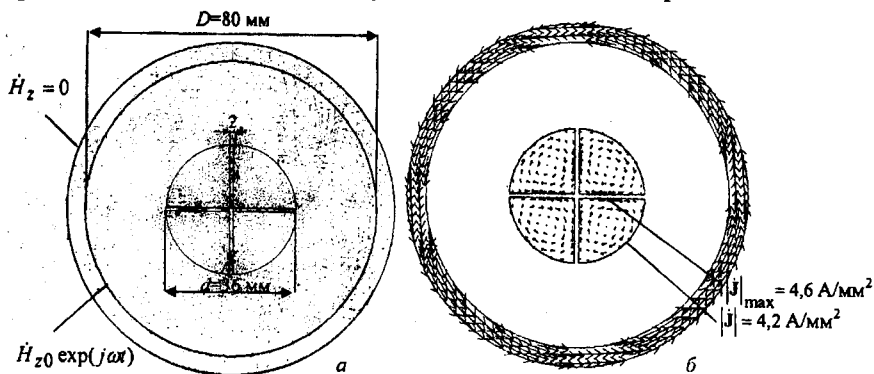


Рис. 3

(рис. 2). При расчете магнитного поля движение жилы не учитывается, что справедливо в приближении малых значений магнитного числа Рейнольдса — $Re_m = \mu_0 \sigma L v_z \ll 1$, где σ — электропроводность материала жилы. Рассматривается случай, когда материал жилы (например, алюминий) является токопроводящим и немагнитным. Контактное сопротивление между алюминиевыми проволоками в каждом сегменте предполагается равным нулю. При необходимости учет значения этого сопротивления можно выполнить, если величину электропроводности в уравнении для электромагнитной задачи заменить предварительно вычисленным эффективным значением.

Расчетная область электромагнитной задачи показана на рис. 3, а.

Полевою задачей будем рассматривать для комплексного вектора напряженности магнитного поля, имеющего единственную z -составляющую — $\mathbf{H} = (0, 0, H_z)$.

Для вектора \mathbf{H} из системы уравнений Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mu_0 \mathbf{H}, \quad \nabla \cdot \mu_0 \mathbf{H} = 0$$

получим следующее основное дифференциальное уравнение

$$\nabla \times (\sigma^{-1} \nabla \times \mathbf{H}) = -j\omega \mu_0 \mathbf{H}. \quad (1)$$

В качестве источника поля задается значение напряженности на внутренней поверхности индуктора $H_{z0} \exp(j\omega t)$, что эквивалентно заданию поверхностной плотности тока в индукторе. На внешней поверхности индуктора поле полагается равным нулю (рис. 3, а).

Решение дифференциального уравнения (1) с указанными граничными условиями выполнялось численно методом конечных элементов с помощью программного пакета Comsol 3.3 [7].

После нахождения распределения поля \mathbf{H} по сечению жилы, значения вектора плотности электрического тока \mathbf{J} и мощности джоулевых потерь q в каждой точке поперечного сечения определяются

на основании следующих выражений:

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{H}, \quad q = |\mathbf{J}|^2 / \sigma.$$

Кроме того, для дальнейшего решения тепловой задачи может быть вычислено среднее значение джоулевых потерь по сечению сегмента (имеет одинаковое значение для каждого сегмента) $q_{\text{ср}} = \int_S q dS$, где S — площадь поперечного сечения сегмента.

Расчет нагрева жилы при движении в магнитном поле индукторов. Тепловая задача решается в трехмерной постановке в неподвижной системе координат, связанной с индукторами. В этом случае при постоянной скорости движения жилы температурное поле является трехмерным и стационарным (независящим от времени). В силу существующей симметрии в качестве трехмерной расчетной области для тепловой задачи выбирается один сегмент, который показан на рис. 3, а с нанесенной объемной конечно-элементной сеткой. После решения такой тепловой задачи проводился более точный расчет поля температуры во всем объеме сегментированной жилы с учетом неравномерного распределения джоулевых потерь по ее сечению, найденному из решения электромагнитной задачи.

Дифференциальное уравнение теплопроводности в объеме сегмента, учитывающее перенос тепла за счет механизмов конвекции и диффузии, имеет следующий вид [1]:

$$\rho C \mathbf{V} \cdot \nabla T = \nabla (\lambda \nabla T) + q_{\text{ср}}, \quad (2)$$

где ρ, C, λ — соответственно плотность, теплоемкость и теплопроводность материала, $\mathbf{V} = (0, 0, v_z)$ — скорость движения жилы вдоль координаты z , $q_{\text{ср}}$ — зависящая от пространственной координаты мощность джоулевых потерь, выделяемая в проводниках жилы в зоне расположения индукторов и определяемая из решения электромагнитной задачи.

Задавались следующие граничные условия для тепловой задачи: на входе в индуктор температура на торце сегмента равна температуре окружающей среды $T_{\text{окр}} = 20^\circ\text{C}$; на боковых поверхностях сегмента — условие теплоизоляции, а на наружной поверхности — теплоотдача в окружающую среду по закону [2]:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = (5,6 + 4v) (T - T_{\text{окр}}).$$

Здесь v — скорость движения воздуха на поверхности жилы, которая полагалась равной скорости движения жилы.

На выходе из индуктора на торце сегмента задавался конвективный перенос тепла, т.е. равенство

нулю производной температуры по внешней нормали.

Решение дифференциального уравнения (2) с указанными граничными условиями выполнялось численно методом конечных элементов с помощью программы Comsol 3.3 [7].

Анализ результатов компьютерных расчетов.

Электромагнитные процессы. Анализируются электромагнитные процессы в алюминиевой жиле, находящейся в магнитном поле трех цилиндрических многовитковых индукторов, выполненных из медной водоохлаждаемой трубки. Основные размеры в поперечном сечении этих элементов показаны на рис. 2 и 3, а. Указанный диаметр жилы соответствует площади ее поперечного сечения — 1000 мм^2 , что является тем значением, начиная с которого рекомендуется выполнять сегментирование жилы. Напряженность магнитного поля на внутренней поверхности индуктора принимается равной $H_{z0} = 10^5 \text{ А/м}$ (амплитудное значение), на наружной поверхности — $H_z = 0$. Материал изоляционных промежутков между сегментами — электрокартон, электропроводность которого полагается равной нулю.

Расчетное распределение вектора плотности электрического тока при частоте 50 Гц в поперечном сечении жилы и индуктора показано на рис. 3, б. Из-за наличия четырех изолированных сегментов в жиле, плотность тока в ней образует четыре вихревые структуры, причем максимальная плотность локализована не на наружной (как в случае сплошной жилы), а на внутренних поверхностях сегментов, что является проявлением эффекта близости между сегментами. Так, согласно рис. 3, б, значение плотности тока на наружной поверхности сегмента меньше его максимального значения на внутренней поверхности приблизительно на 10%. Это обстоятельство наиболее наглядно показано на рис. 4, а, где показано распределение плотности тока по сечению жилы при частоте 50 Гц. Такому распределению соответствует неравномерное распределение джоулевого тепла (показано на рис. 4, б), обеспечивающее нагрев жилы.

Распределение магнитного поля $|H_z|$ по сечению сегментов при различной частоте тока в индукторе показано на рис. 5. Видно, что при 50 Гц поле распределено практически равномерно по глубине сегментов, а в случае частоты 2400 Гц существенно проявляется скин-эффект.

Распределение плотности тока \mathbf{J} и джоулевых потерь q по сечению сегментированной жилы при различной частоте тока в индукторе показано на рис. 6. Рис. 7 представляет частотные зависимости максимальных значений плотности тока $|\mathbf{J}|_{\text{max}}$ и джоулевых потерь q_{max} , а также среднего по сечению жилы значения джоулевых потерь $q_{\text{ср}}$. Как следует из анализа полученных данных, при $f < 500 \text{ Гц}$, когда скин-эффект проявляется слабо, с ростом частоты

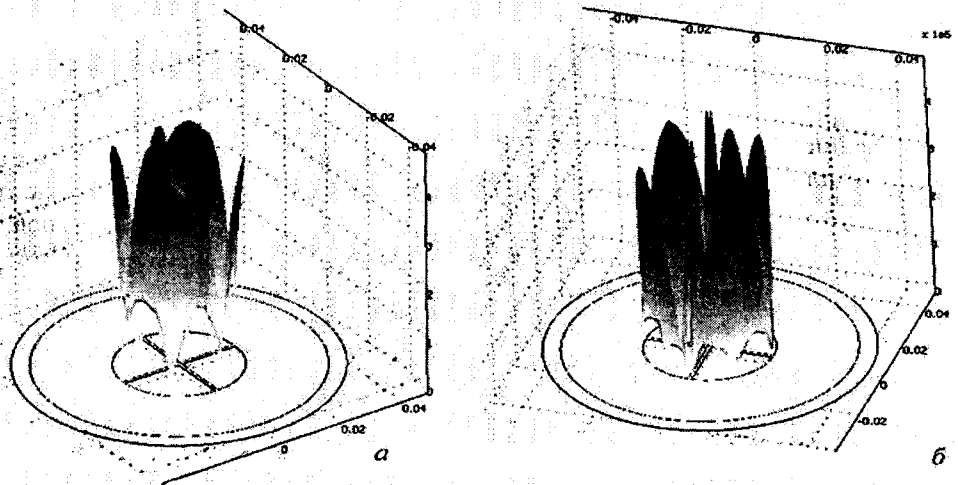


Рис. 4

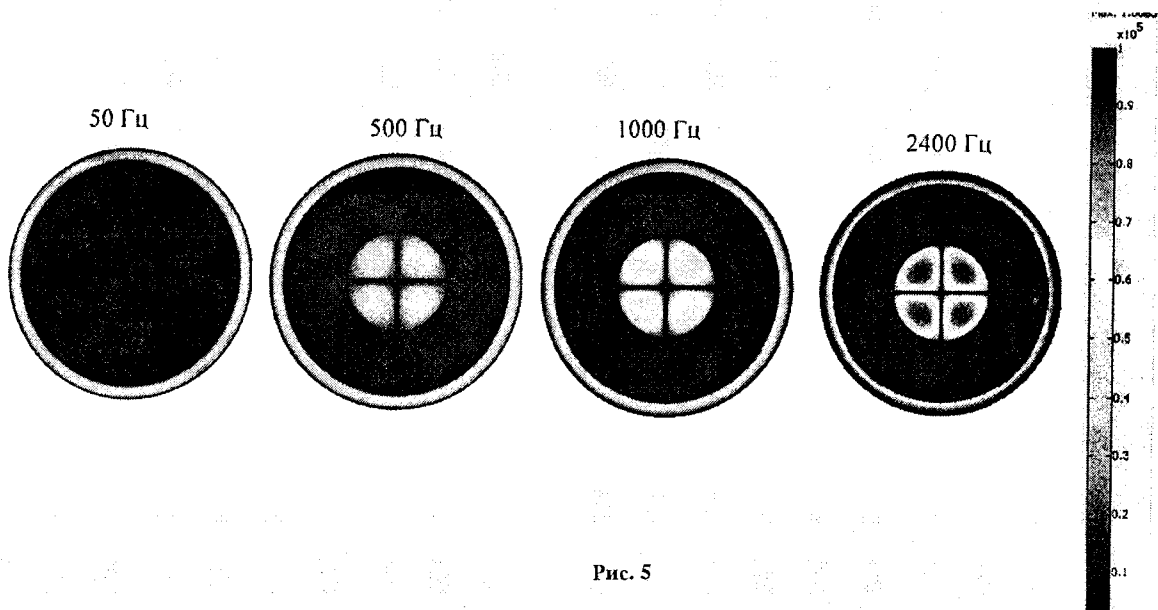


Рис. 5

ты эти величины изменяются соответственно по эмпирическому закону $|\mathbf{j}|_{\max} = k_j f^{0,87}$ и $q_{\max} = k_q f^{1,73}$. При условии $f \geq 500$ Гц начинает сказываться эффект близости между сегментами и скин-эффект. В результате этого закон изменения от частоты указанных величин изменяется и определяется следующими выражениями: $|\mathbf{j}|_{\max} = k'_j f^{0,47}$ и $q_{\max} = k'_q f^{0,92}$. Полученные зависимости могут использоваться при анализе эффективности индукционного нагрева алюминиевых сегментированных жил сечением приблизительно 1000 мм^2 .

Тепловые процессы. Решение тепловой задачи

выполнялось при длине каждого индуктора $L = 0,1$ м, скорости движения жилы $v_z = 0,04$ м/с (рис. 2) и для различной частоты тока в индукторе (значения частоты указаны на рис. 6) и соответственно значений $q_{\text{ср}}$, показанных на рис. 7.

Результаты компьютерных расчетов показаны на рис. 8, где наряду с конечно-элементной сеткой, выбранной для расчетов, (рис. 8, а) показано распределение температуры на поверхности сегмента для $f = 2400$ Гц, $v_z = 0,04$ м/с (рис. 8, б) и вдоль его длины для различных значений частоты тока в индукторе (рис. 8, в).

Данные рис. 8 показывают следующее:
— температура возрастает вдоль длины сег-

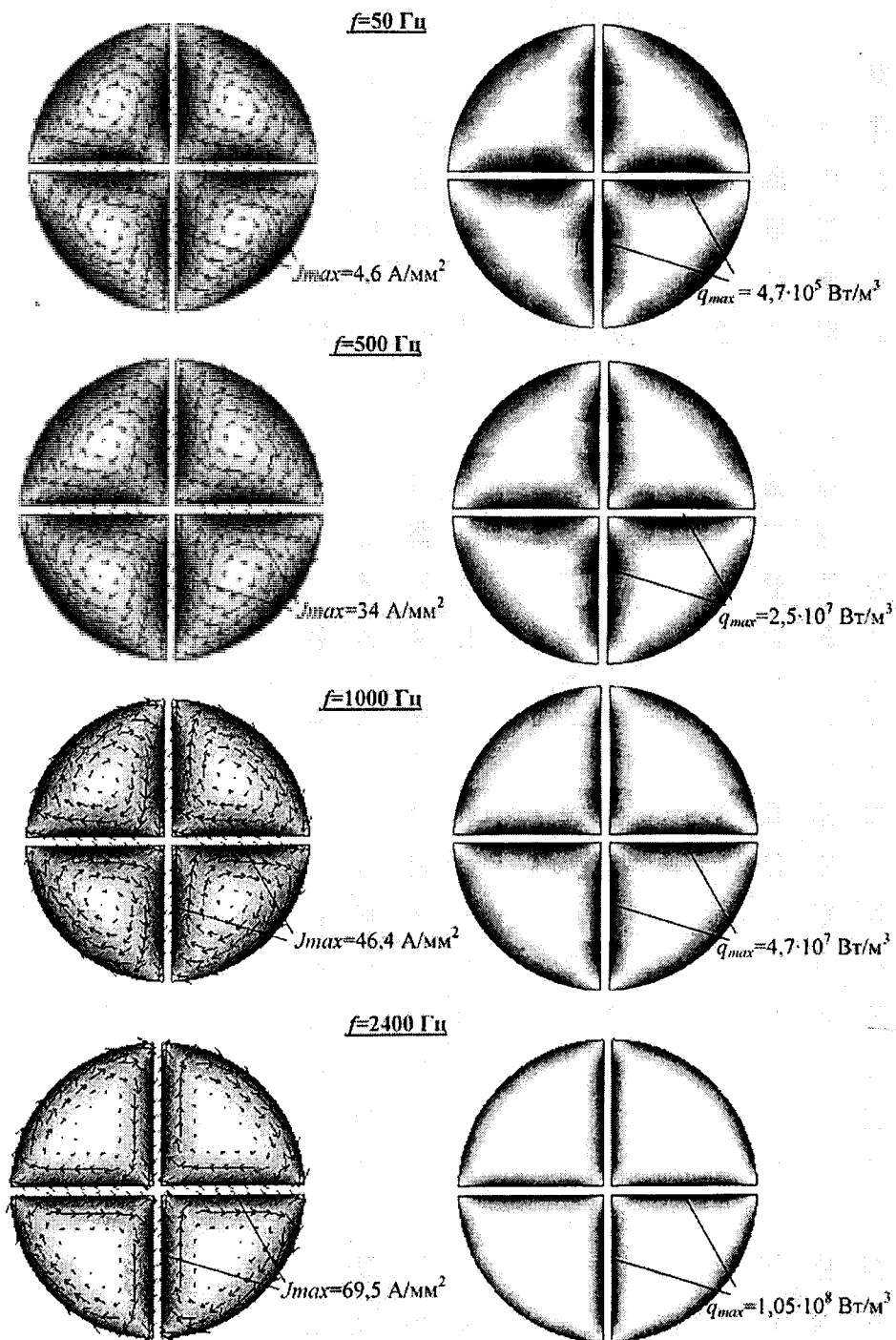


Рис. 6

мента приблизительно по линейному закону;

— при выбранных значениях всех параметров только индуктор с частотой тока 2400 Гц обеспечивает нагрев до температуры в требуемом интервале 80—120⁰С. При более низкой частоте и при неизменном значении ампер-витков индуктора снижается величина джоулевых потерь, а отсюда и величина максимальной температуры жилы на выходе из последнего индуктора;

— использование индукционного нагрева на

промышленной частоте 50 Гц возможно только при значительном снижении скорости движения жилы или значительном удлинении индукторов. Следует заметить, что для жил большего сечения, например, 3000 мм² (а не 1000 мм², как рассматривается в данной работе), требуемый нагрев возможен на промышленной частоте.

Уточненный расчет температурного поля сегментированной жилы. Решение трехмерной тепловой задачи (2) с указанными выше граничными

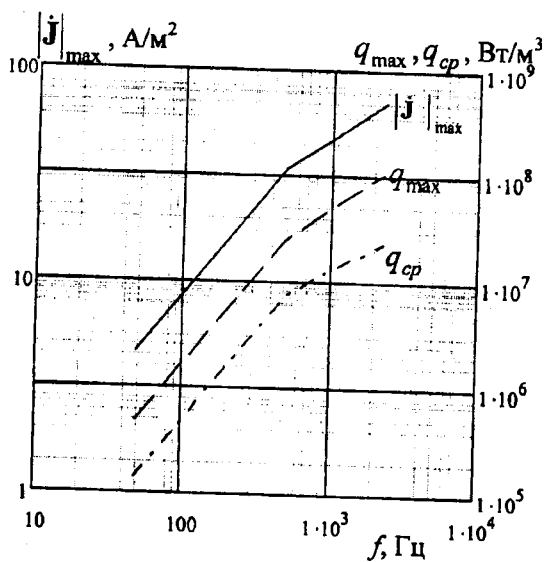


Рис. 7

условиями проводилось для всех четырех сегментов токопроводящей жилы. В отличие от предыдущих результатов, в задаче учитывалось неравномерное распределение джоулевых потерь $q(x, y)$ по сечению жилы, найденное из предварительного решения электромагнитной задачи. Длина рассчитываемого участка жилы выбиралась, как и в упрощенной тепловой задаче, равной 0,5 м. Длина индуктора — 0,32 м. Положение начала индуктора задавалось на расстоянии 0,1 м от системы отсчета. Полагалось, что частота тока индуктора составляет $f=2400$ Гц, а жила протягивается со скоростью $v=0,04$ м/с.

На рис. 9 показано использованное для тепловых расчетов и соответствующее выбранным параметрам индуктора распределение мощности джоулевых потерь в ряде поперечных сечений вдоль длины жилы и в отдельном поперечном сечении из этого ряда — на вставке слева рис. 9. Величина предварительно определенных джоулевых потерь задавалась в области сегментов жилы только на участке расположения индуктора. Максимальное значение

$q_{\max} = 1,05 \cdot 10^8$ Вт/м³, что также показано на рис. 6. Для такого случая рассчитанные распределения температурного поля в различных сечениях по длине жилы показаны на рис. 10. Здесь же на вставке слева показано изменение температуры вдоль отмеченной линии AB . Как видно, нагрев конечных участков жилы происходит до 87⁰С. В сравнении с упрощенным тепловым расчетом, проведенным выше для одного сегмента жилы, полученное значение температуры несколько ниже (рис. 8б, в). Это объясняется учетом в уточненном расчете электроизоляционных промежутков из электрокартона между сегментами.

Интерес представляет выяснение характера распределения температуры по сечению жилы и тем самым степени равномерности ее нагрева индукционным способом. На рис. 11 показаны распределения температурного поля по сечению жилы на расстоянии: а) 0,25 м и б) 0,345 м от нулевой координаты. На графиках справа отражен характер изменения температуры вдоль отмеченной здесь линии AB . Показано, что на начальных секциях нагрева температура в сегментах распределена не-

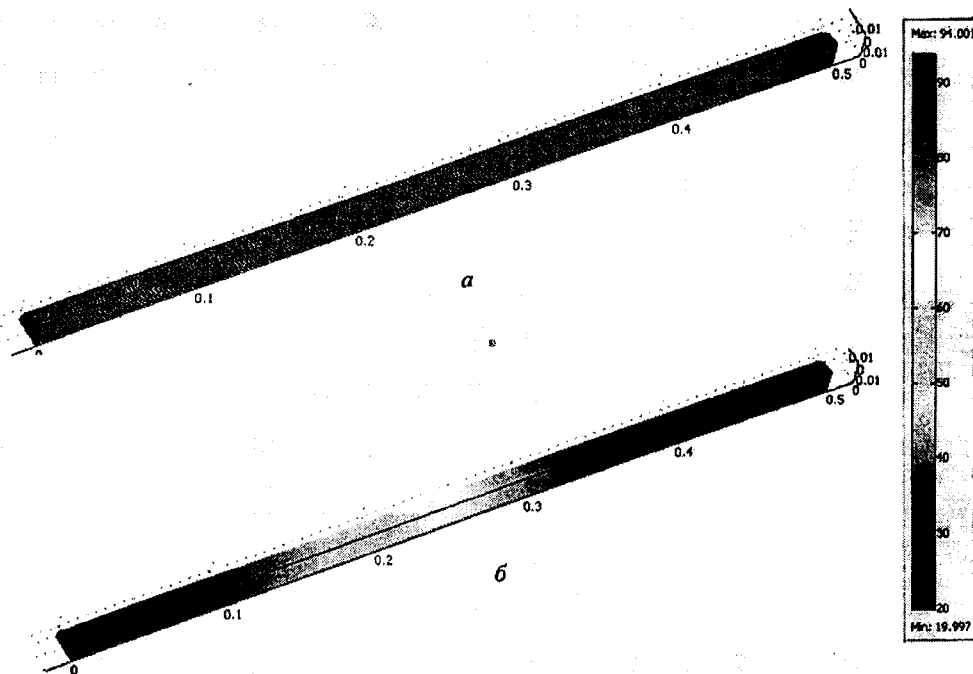


Рис. 8, а, б

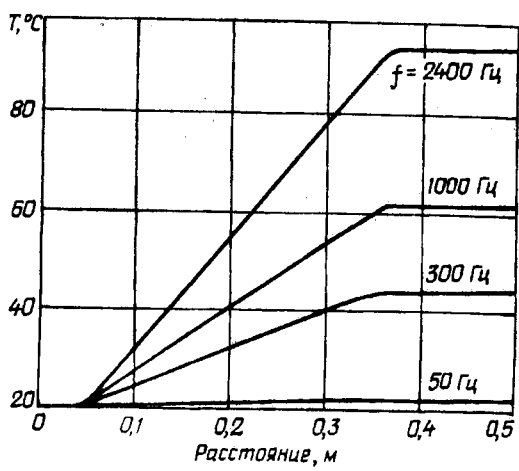


Рис. 8, в

равномерно (рис. 11, а). Боковые поверхности испытывают больший нагрев в сравнении с центральными зонами сегментов. В то же время изоляционные промежутки почти не нагреваются. Для конечных секций нагрева наблюдается практически равномерное распределение температуры в сегментах жилы (рис. 11, б), что является следствием длительного нагрева при достаточно малой скорости движения жилы. Более низкая температура имеет место в электрокартоне.

Полученные численные значения температуры жилы позволяют в первом приближении путем простого пересчета выбрать требуемые параметры индуктора и тока в его проводниках, например, для случая увеличения скорости движения жилы.

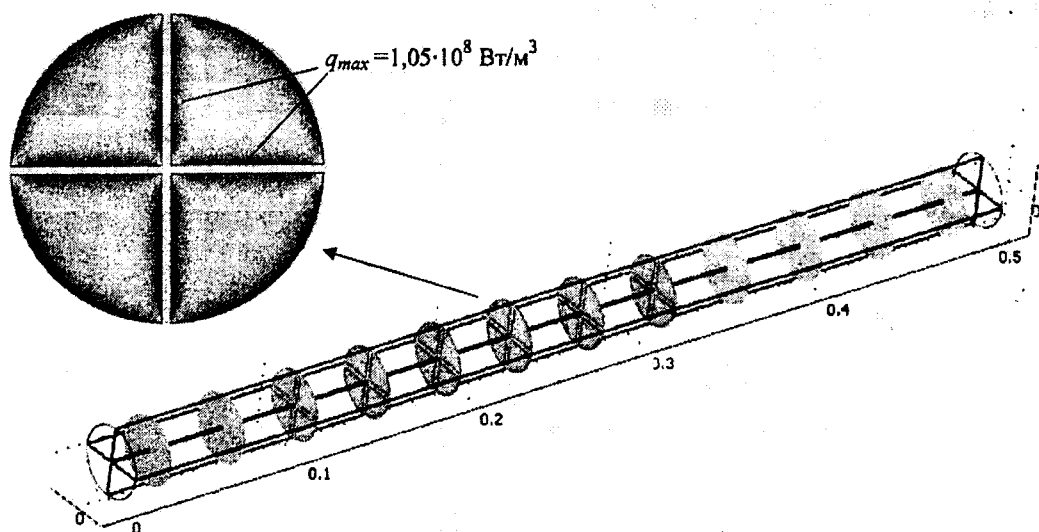


Рис. 9

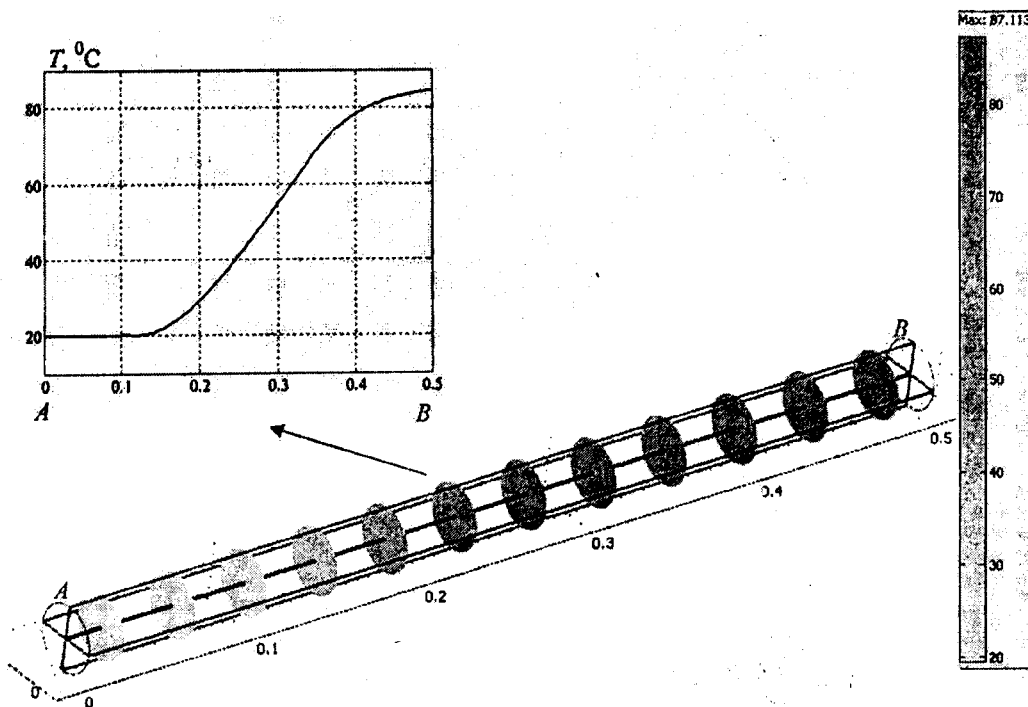


Рис. 10

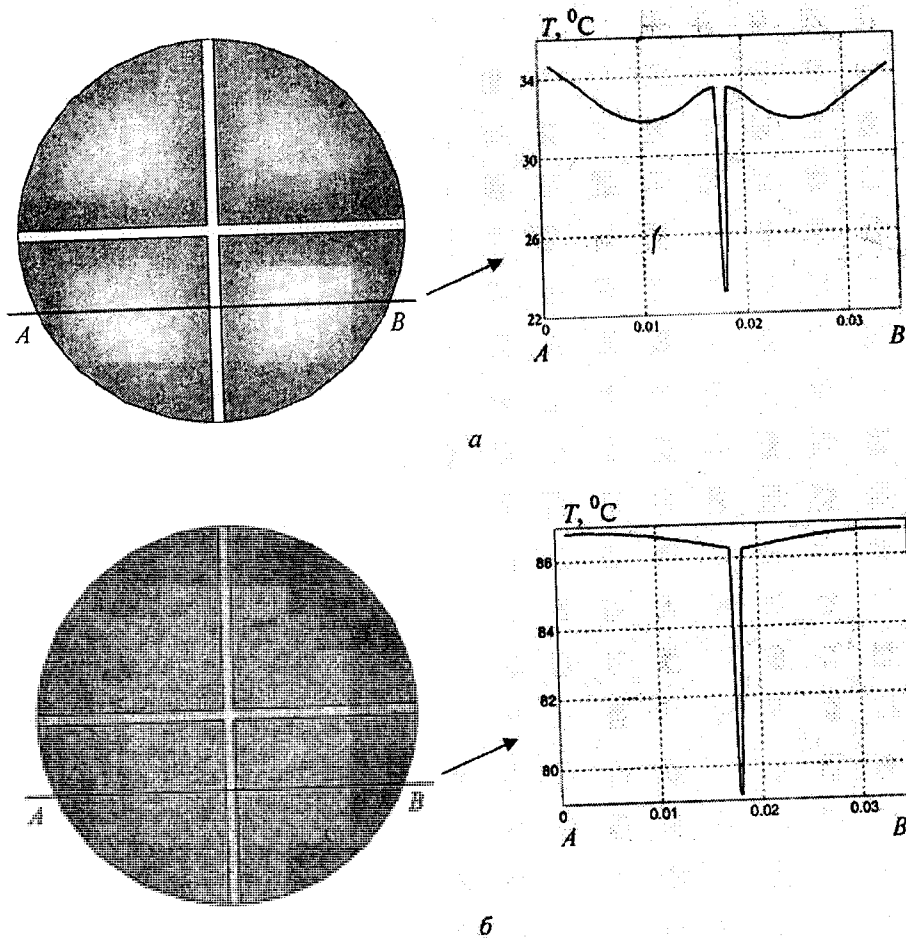


Рис. 11

Выводы.

В работе приведена математическая модель и методика численного расчета методом конечных элементов электромагнитного поля и уровня нагрева сегментированной токопроводящей жилы (типа Милликен) силового кабеля большого поперечного сечения (более 1000 мм^2) при непрерывном движении в переменном магнитном поле цилиндрических индукторов. Необходимость предварительного нагрева жилы продиктована требованиями технологического процесса изготовления силовых кабелей. Приведены картины поля, отражающие особенности проявления поверхностного эффекта и эффекта близости в сегментах жилы в диапазоне изменения частоты 50—2400 Гц. В частности, показано, что максимальное значение плотности тока и джоулевых потерь локализовано не на поверхности каждого сегмента, а на его боковых гранях. Полученные результаты свидетельствуют о том, что, несмотря на неравномерное распределение джоулевых потерь по сечению жилы, ее на-

грев достаточно равномерен. На основании проведенных исследований определены требуемые параметры индукторов и источника питания, при которых обеспечивается нагрев жилы до заданной температуры в интервале 80—120°C.

1. Карташев Э.М. Аналитические методы в теплопроводности твердых тел. — М.: Высшая школа, 1979. — 415 с.
2. Кухлинг Х. Справочник по физике. — М.: Мир, 1985. — 520 с.
3. Слухоцкий А.Е., Рыскин С.Е. Индукторы для индукционного нагрева. — Л.: Энергия, 1974. — 264 с.
4. Уиди Б. Кабельные линии высокого напряжения. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 232 с.
5. Установки индукционного нагрева. / Ред. А.Е.Слухоцкого. — Л.: Энергоиздат, 1981. — 326 с.
6. Milliken H. Electrical Cable. / Patent Publication 1933, US № 475094.
7. www.comsol.com

Надійшла 22.07.2008

В.И.ДУБОДЕЛОВ, член-корр. НАН Украины, В.Н.ФИКССЕН, канд.техн.наук (Физико-технологический институт металлов и сплавов НАН Украины, Киев), А.И.ГЛУХЕНЬКИЙ, канд.техн.наук, Ю.М.ГОРИСЛАВЕЦ, докт.техн.наук (Ин-т электродинамики НАН Украины, Киев)

МГД перемешиватели алюминиевых сплавов с пульсирующим магнитным полем

Применительно к отражательным печам для плавки и приготовления алюминиевых сплавов выполнено компьютерное моделирование электромагнитных и гидродинамических процессов при перемешивании жидкого металла с помощью пульсирующих магнитных полей. Проведен сопоставительный анализ конструкций электромагнитных перемешивателей с пульсирующим и бегущим магнитными полями.

Для відбивних печей, що використовуються для плавки та приготування алюмінієвих сплавів, виконано комп'ютерне моделювання електромагнітних і гідродинамічних процесів при перемішуванні рідкого металу за допомогою пульсуючих магнітних полів. Проведено порівняльний аналіз конструкцій електромагнітних перемішувачів з пульсуючим магнітним полем і магнітним полем, що рухається.

Введение. В настоящее время для плавки и приготовления алюминиевых сплавов достаточно широко используются отражательные печи и миксеры. Для таких печей весьма актуальной является проблема механизации перемешивания расплава, которое в подавляющем большинстве случаев выполняется вручную. Помимо устранения тяжелого физического труда обслуживающего персонала в неблагоприятных экологических условиях литейного производства, использование перемешивателей позволяет также успешно решить ряд технологических задач, а именно: повысить производительность плавильной печи за счет интенсификации тепло- и массопереноса, снизить расход энергии на плавление и приготовление расплава, обеспечить высокую однородность расплава по химическому составу и температуре во всем объеме ванны печи, снизить перегрев и связанные с этим потери металла, улучшить качество продукции за счет интенсификации рафинирования расплава от вредных примесей натрия и водорода, снизить расход легирующих добавок, необходимых для приготовления сплавов [1].

В литейном производстве в качестве перемешивателей жидкого алюминия нашли применение погружные механические (фирма "Карборундум") [3] и электромагнитные ("Кайзер Алюминиум") [5] насосы, а также пристраиваемые к одной из стенок печи линейные индукторы бегущего магнитного поля [8]. Широко известный газодинамический метод перемешивания расплава [2], учитывая значительные размеры печей для плавки алюминия, является для них малоэффективным. Признано, что электромагнитные перемешиватели жидкого металла, называемые также магнитогидродинамическими (МГД) перемешивателями, обладают существенными преимуществами по отношению к

механическим, т.к. не содержат движущихся в алюминиевом расплаве деталей, которые сложны в обслуживании и быстро изнашиваются.

Учитывая тяжелые условия работы литейного оборудования (высокая температура и запыленность), одними из главных требований, предъявляемых к конструкции МГД перемешивателя, являются его простота и эксплуатационная надежность, а также возможность проведения ремонта в сжатые сроки. Отметим, что упрощение конструкции, даже в ущерб энергетическим характеристикам, является общей тенденцией при создании МГД устройств металлургического назначения.

Экспериментальные исследования. В Физико-технологическом институте металлов и сплавов НАН Украины проведена опытная проверка эффективности МГД перемешивателя жидкого алюминия с пульсирующим магнитным полем. Пульсирующими в отличие от бегущих условно называют магнитные поля, создаваемые однофазным индуктором [6].

Конструкция перемешивателя с однофазным индуктором применительно к отражательным печам является предельно простой и, пожалуй, наиболее полно отвечает перечисленным ранее требованиям. Она содержит шихтованный ферромагнитный сердечник, на котором размещена многовитковая катушка. В случае пристыковки такого устройства (торцевой поверхностью сердечника) к боковой стенке печи в жидком металле индуцируются вихревые токи, которые, взаимодействуя с результирующим магнитным полем, обеспечивают силовое воздействие, преимущественно направленное нормально по отношению к боковой стенке ванны печи.

На первом этапе экспериментальные исследования выполнялись с использованием ванны и

фрагмента электромагнита (в качестве индуктора) магнитодинамического насоса для алюминия МДН-6А-160 [4]. Размеры ванны с жидким алюминием (в плане) составили 900x400 мм. Высота металла в ней — 250 мм. Индуктор с поперечным сечением сердечника $92 \times 67 \text{ мм}^2$ располагался по центру более длинной стенки ванны. По высоте верхняя плоскость сердечника находилась на 50 мм ниже уровня жидкого алюминия. В эксперименте индуктор подключался к фазному напряжению промышленной сети. Электрические параметры (напряжение, ток и мощность) измеряли прибором К540 (кл. 0,5). Характер движения жидкого алюминия фиксировался в поверхностном слое жидкого металла с помощью видеосъемки цифровым фотоаппаратом.

При расстоянии между торцом сердечника и внутренней поверхностью ванны $\Delta = 115 \text{ мм}$ показания прибора составили $U = 234 \text{ В}$, $I = 85 \text{ А}$, $P = 1800 \text{ Вт}$ в отсутствие металла и $U = 232 \text{ В}$, $I = 85 \text{ А}$, $P = 2000 \text{ Вт}$ — в ванне, заполненной металлом. Введение в жидкий алюминий весьма незначительной мощности ($2000 - 1800 = 200 \text{ Вт}$) при ампервитках катушки 11560 А вызвало заметное его перемещение. В горизонтальной плоскости наблюдалось двухконтурное движение жидкого металла, захватывающее центральные области ванны. Скорость в поверхностном слое, оцененная с помощью цифровой видеосъемки, достигала 10 см/с.

В дальнейшем был опробован более мощный индуктор перемешивателя с поперечным сечением сердечника $210 \times 180 \text{ мм}$. С его помощью в жидкий алюминий удалось ввести значительно большую мощность — порядка 2 кВт. При этом в ванне наблюдалось бурное движение жидкого металла. Предварительные замеры показали, что максимальная скорость алюминиевого расплава составляет 0,8 м/с.

Таким образом, опытным путем была показана принципиальная возможность перемешивания жидкого алюминия в прямоугольной ванне путем пристыковки к ее боковой поверхности перемешивателя, создающего пульсирующее магнитное поле промышленной частоты.

Постановка задачи. Движение жидкого металла в результате силового воздействия пульсирующего магнитного поля достаточно полно исследовано применительно к индукционным тигельным электропечам, индуктор которых в подавляющем большинстве случаев выполняется однофазным [6]. При этом силовое воздействие на жидкий металл и его движение являются сопутствующими индукционному нагреву факторами и подлежат учету при разработке таких печей. Так, для мощных печей промышленной частоты зачастую принимаются технические решения, направленные на ограничение чрезмерной интенсивности движения жидкого металла. Напротив, в печах с повышенной частотой питания индуктора и низкой интенсивностью движения металла устанавливают допол-

нительные электромагнитные перемешиватели (в основном бегущего магнитного поля).

Для отражательных печей, в которых плавление и нагрев металла обеспечивается либо за счет сгорания природного газа (пламенные печи), либо за счет выделения тепла в нагревательных элементах (электропечи сопротивления), конструкция и расположение электромагнитного перемешивателя в первую очередь должны определяться исходя из требуемого характера движения жидкого металла в ванне печи. Индукционный нагрев металла при этом является сопутствующим перемешиванию фактором. Здесь необходимо отметить, что оценка энергетической эффективности МГД устройств в металлургии, как правило, проводится без отнесения к потерям энергии электромагнитного поля, выделяющейся в жидком металле в виде тепла.

По отношению к индукционной тигельной печи геометрия ванны отражательной печи и конструкция индуктора пульсирующего поля имеют существенные особенности, что указывает на необходимость отдельного рассмотрения процесса МГД перемешивания в такой системе. Целью настоящей работы является расчетная оценка эффективности применения однофазных электромагнитных систем с пульсирующим магнитным полем для перемешивания жидкого алюминия в отражательных печах.

Расчетный анализ электромагнитных и гидродинамических процессов в данной работе производился численно с помощью пакета мультифизического моделирования Femlab 3.1 [10]. В расчетах использовалось безындукционное приближение, согласно которому электромагнитные и гидродинамические процессы рассматривались независимо друг от друга. При этом пренебрегали индуцированным за счет движения расплава электромагнитным полем. Как показали оценки, применение указанного приближения не вносит существенных погрешностей в результаты по сравнению с решением задачи в магнитогидродинамической постановке.

В системе "перемешиватель—ванна печи" электромагнитные и гидродинамические процессы рассматривались в двумерной постановке (в горизонтальной плоскости), как это показано на рис. 1. Такой подход соответствует процессу в бесконечно глубокой ванне печи, к боковой стенке которой пристыкован бесконечно широкий индуктор. Данная постановка задачи является достаточно грубым приближением как в электромагнитном, так и гидродинамическом отношениях, тем не менее она позволяет определить основные закономерности электромагнитного перемешивания жидкого металла в таких системах, выявить влияние на интенсивность его движения различных конструктивных факторов (формы сердечника перемешивателя, расстояния от индуктора до жидкого металла (зазора), расположения индуктора относительно ванны печи) и сопоставить с электро-

магнитными перемешивателями других типов. В отличие от электромагнитных устройств управления движением металла в индукционных тигельных печах [6], где в качестве одного из главных факторов оптимизации силового воздействия на жидкий металл рассматривается частота, в данном случае она принята постоянной (равной 50 Гц).

На рис. 1 в качестве примера представлена расчетная область электромагнитной задачи для случая индуктора пульсирующего поля с Ш-образным ферромагнитным сердечником. Она включает в себя подобласти сердечника (магнитопровода) Ω_1 , катушки индуктора Ω_2 и Ω_3 , окружающей индуктор воздушной среды и футеровки боковой стенки печи Ω_4 , а также жидкого металла в ванне печи Ω_5 .

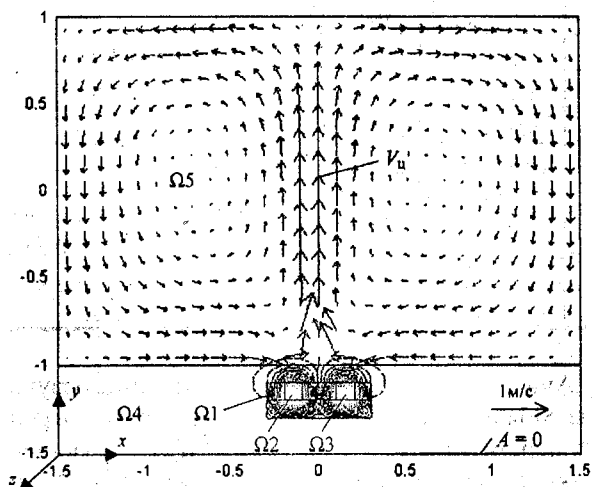


Рис. 1

Задача расчета электромагнитного поля решалась в линейной постановке при заданных ампервитках катушки электромагнита. Магнитопровод считался ненасыщенным, магнитная проницаемость ферромагнитного материала в расчетах принималась постоянной. Реальная неоднородная структура катушек, содержащая проводящие (проводники) и непроводящие (каркас катушек, изоляция) элементы, представлялась однородной непроводящей средой с равномерно распределенной заданной плотностью тока.

При таких упрощающих подходах и допущениях электромагнитное поле в устройстве можно описать следующей системой интегро-дифференциальных уравнений для единой компоненты векторного магнитного потенциала A_z (далее A):

$$\mu_0^{-1} \mu_r (\nabla \times \nabla \times A) = 0 \quad \text{— в области } \Omega_1; \quad (1)$$

$$\mu_0^{-1} (\nabla \times \nabla \times A) = \begin{cases} +Iw/S_2 & \text{— в области } \Omega_2; \\ -Iw/S_3 & \text{— в области } \Omega_3; \end{cases} \quad (2)$$

$$\mu_0^{-1} (\nabla \times \nabla \times A) = 0 \quad \text{— в области } \Omega_4; \quad (3)$$

$$\mu_0^{-1} (\nabla \times \nabla \times A) + j\omega\sigma A - j\omega\sigma S_5^{-1} \int_{S_5} A ds = 0 \quad \text{— в области } \Omega_5. \quad (4)$$

В этих уравнениях $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, μ_r — относительная магнитная проницаемость магнитопровода (в расчетах принято $\mu_r = 1000$), σ — удельная электропроводность жидкого алюминия ($\sigma = 4,46 \cdot 10^6$ (Ом·м)⁻¹), ω — угловая частота ($\omega = 2\pi \cdot 50 = 314$), Iw — ампервитки катушки электромагнита, S_n — площадь соответствующей под-области.

Вид уравнения (4), описывающего электромагнитное поле в проводящей среде, обеспечивает равенство нулю суммарного вихревого тока в жидком металле ($\int_{S_5} J ds = 0$, где J — плотность тока) [7]. В

связи с принятым безындукционным приближением составляющие, учитывающие движение металла, в уравнении (4) отсутствуют.

Гидродинамическая задача решалась для области Ω_5 (рис. 1), представляющей собой горизонтальное сечение ванны с жидким металлом. Скорость жидкого металла определяли путем численного решения уравнений Навье-Стокса для турбулентного течения (с k - ϵ моделью турбулентности [9]):

$$\rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p + \nabla (\eta_{\text{эфф}} \nabla \vec{u}) + \vec{f}; \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (6)$$

где ρ — плотность жидкого металла, p — давление, $\eta_{\text{эфф}}$ — коэффициент эффективной динамической вязкости металла, \vec{f} — постоянные во времени объемные электромагнитные силы, которые рассчитывались на основании решения электромагнитной задачи

$$\vec{f} = 0,5 \text{Re} (\vec{J} \times \vec{B}^*), \quad (7)$$

где \vec{B}^* — сопряженный комплекс индукции магнитного поля.

В двумерной модели с электрическими токами, направленными перпендикулярно рассматриваемой плоскости (по координате z), электромагнитные силы в жидком металле имеют две пространственные составляющие f_x и f_y , направленные согласно рис. 1 соответственно тангенциально и нормально к боковой стенке ванны печи

$$f_x = -0,5 \text{Re} (\vec{J} \times \vec{B}_y^*), \quad (8)$$

$$f_y = 0,5 \text{Re} (\vec{J} \times \vec{B}_x^*). \quad (9)$$

Численное моделирование и анализ протекающих физических процессов выполнялись на примере отражательной печи для плавки и пригото-

ления алюминиевых сплавов с ванной размерами 2 на 3 метра (в плане). При заполнении ее жидким алюминием на глубину $h=0,5$ м емкость такой печи составляет 3 м^3 , что соответствует загрузке (с учетом удельной плотности жидкого алюминия $\rho=2400 \text{ кг/м}^3$) — 7,2 тонны.

На рис. 2 показаны различные варианты конструкций электромагнитных перемешивателей с основными размерами, которые в соответствии с представленной математической моделью были подвергнуты численному расчету и сопоставительному анализу. Рассматривались индукторы пульсирующего магнитного поля с линейным (рис. 2, а), П-образным (рис. 2, б) и Ш-образным (рис. 2, в) магнитопроводами, а также трехфазный одноволновой индуктор бегущего магнитного поля с намотанными вокруг ядра магнитопровода катушками (рис. 2, г). Во всех четырех случаях в качестве источника электромагнитного поля выступали суммарные ампервитки величиной $Iw=40000$ А (действующее значение). Для первого и третьего случая они концентрировались в одной катушке, для второго и четвертого случая соответственно распределялись по двум и шести катушкам. В первых трех случаях питание обмоток было однофазным, в четвертом — трехфазным с фазовым сдвигом между катушками в 60 эл. градусов. Расстояние (зазор) между жидким металлом и магнитопроводом перемешивателя во всех случаях принималось одинаковым ($\Delta=100$ мм).

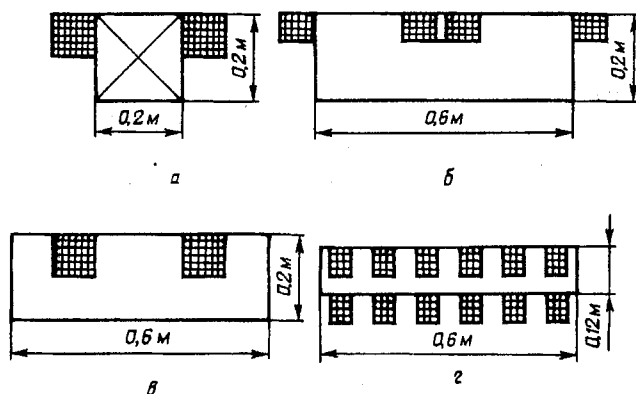


Рис. 2

Обсуждение результатов. Полученные в результате расчетов параметры, характеризующие эффективность электромагнитного перемешивателя, сведены в таблицу, где $F_x = h \int f_x ds$ и

$F_y = h \int f_y ds$ — интегральные силы, действующие на жидкий металл (тангенциальные и нормальные к боковой поверхности расплава составляющие);

$Q = 0,5h \int \sigma^{-1} j^2 ds$ — мощность тепловыделения в жидком металле от вихревых токов; $V_{\text{ц}}$ — максимальная скорость потока в центре ванны (для двух-

контурного течения); $N = h \int u_n dl$ — объемная производительность перемешивания жидкого металла, определяемая путем интегрирования нормальной составляющей скорости вдоль линии между центрами вихрей для двухконтурного течения либо между центром вихря и боковой стенкой печи в случае одноконтурного движения. Для двухконтурного движения жидкого металла (п.п.1—5 таблицы) в качестве интегральной тангенциальной силы F_x представлены ее значения (со звездочкой) в одной половине ванны (правой). Значение F_x в целом по ванне с учетом симметричности электромагнитного поля относительно центра магнита в этих случаях равно нулю.

№	F_y , Н	F_x , Н	Q , кВт	$V_{\text{ц}}$, м/с	N , м ³ /с	Прим.
1	798	5*	8,6	0,31	0,08	рис. 2, а
2	1190	14*	12,9	0,53	0,13	рис. 2, б
3	1980	19*	21,5	0,51	0,14	рис. 2, в
4	1980	19*	21,5	0,62	0,16	рис. 2, в, $f_x=0$
5	1985	19*	21,5	0,35	0,09	рис. 2, в по центру короткой стороны
6	1984	-23	22,1	-	0,08	рис. 2, в, в углу
7	214	60	2,3	-	0,11	рис. 2, г

Анализируя представленные в таблице результаты, можно сделать вывод, что среди рассмотренных перемешивателей на основе пульсирующего магнитного поля наименее эффективной является конструкция перемешивателя с линейным магнитопроводом (п.1 таблицы). Отсутствие ферромагнитных путей для замыкания магнитного потока вокруг катушки вне жидкого металла и стенок печи ослабляет магнитное поле индуктора. Интегральная нормальная сила F_y в этом случае практически в 2,5, а производительность перемешивания расплава N в 1,7 раза ниже, чем при Ш-образном магнитопроводе (п.3).

Сопоставление между собой перемешивателей с П- (п.2) и Ш-образными сердечниками показывает, что, несмотря на весьма существенную разницу как по мощности тепловыделений Q , так и по силе F_y (в 1,7 раз большие в случае Ш-образного сердечника), производительность перемешивания N у них примерно одинаковая.

На рис. 3 для этих двух перемешивателей показано распределение по координате x составляющих электромагнитной силы f_x и f_y у боковой стенки печи. Как видно, в жидком металле преобладают нормальные к поверхности электромагнитные силы f_y , которые более чем на порядок (по максимальным значениям) превышают тангенциальные силы f_x . При Ш-образном сердечнике (сплошные кривые) распределение сил f_y вдоль стенки имеет "двугорбый" характер, а при П-образном сердечнике (пунктирные кривые) эти силы хоть и меньше по величине, но сосредоточены в основном в одной

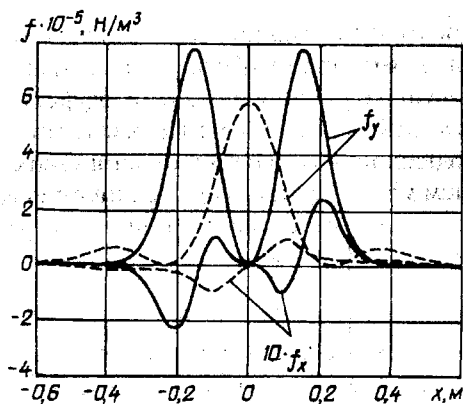


Рис. 3

зоне (на участке между кернами электромагнита). Тем самым, концентрация электромагнитных сил компенсирует количественную разницу в их величине, и в результате обеспечивается примерно одинаковая гидродинамическая эффективность этих перемешивателей.

Величины как нормальной, так и тангенциальной составляющих электромагнитных сил для рассмотренных случаев убывают вглубь жидкого металла (по координате y) по закону $f(y) = f_0 \exp(-y/\xi_1)$, где f_0 — величина электромагнитных сил на поверхности расплава, $\xi_1 = 0,018$ м — определенная по результатам расчетов электромагнитных сил величина знаменателя показателя экспоненты. Величина ξ_1 приблизительно в два раза меньше глубины проникновения электромагнитного поля в проводящую среду $\xi = (2 / (\sigma \mu_0 \omega))^{0,5}$, которая для жидкого алюминия при $\omega = 314$ рад/с и $\sigma = 4,46 \cdot 10^6$ (Ом·м)⁻¹ равна 0,0337 м.

Хотя тангенциальные силы в рассмотренных системах относительно малы и не создают интегральной электромагнитной силы, их учет в гидродинамическом расчете может привести к существенному искажению результатов. К примеру, в случае Ш-образного сердечника пренебрежение ними (задание в гидродинамическом расчете $f_x = 0$) приводит к существенному завышению интенсивности движения (примерно на 20 %) относительно реального распределения сил f_x (пп. 4 и 3 таблицы). Это обусловлено тем, что в каждом из двух вихрей результирующие тангенциальные силы направлены встречно вихревому движению металла и значительно его ослабляют.

Расположение электромагнитного перемешивателя с Ш-образным сердечником по центру короткой стороны перемешивателя (п.5 таблицы), либо вблизи угла ванны печи (п.6), снижает гидродинамическую эффективность перемешивателя по отношению к расположению его по центру длинной стороны (п.3). При угловом размещении перемешивателя в ванне печи устанавливается одно-

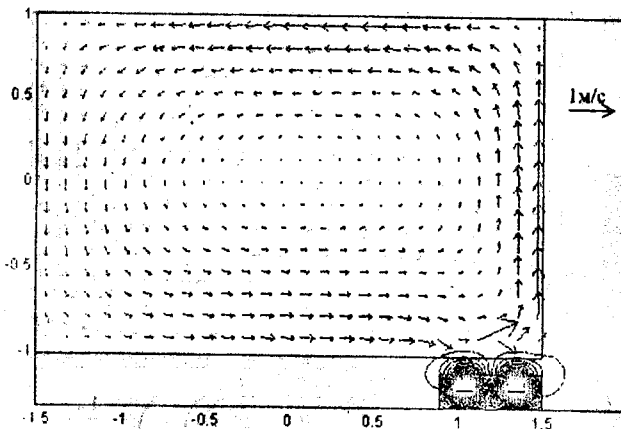


Рис. 4

контурное течение жидкого металла, картина которого показана на рис. 4.

Таким образом, в зависимости от расположения электромагнитного перемешивателя с пульсирующим электромагнитным полем относительно боковой стенки печи (по центру либо с края) в ванне может образовываться двухконтурное либо одноконтурное вихревое движение жидкого металла. Однако следует отметить, что двухконтурное движение является не только более интенсивным, но и, по нашему мнению, в большей степени соответствует технологическим требованиям, так как при этом в перемешивание вовлекаются и центральные объемы металла.

Особый интерес представляет сопоставление между собой перемешивателей жидкого металла на основе пульсирующего и бегущего магнитных полей. На рис. 5 показано распределение нормальной f_x и f_y тангенциальной составляющих электромагнитных сил вдоль боковой стенки печи, которые наведены в жидком металле индуктором бегущего поля, представленным на рис. 2, з. Несмотря на то, что в жидком металле преобладают нормальные к стенке печи электромагнитные силы, тем не менее, течение металла в ванне в этом случае определяется в основном действием тангенциальных сил, которые создают одноконтурное движение жидкого металла (рис. 6).

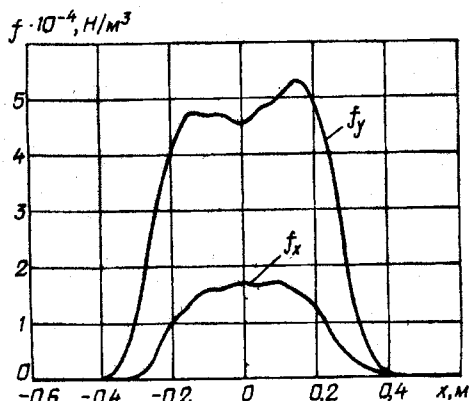


Рис. 5

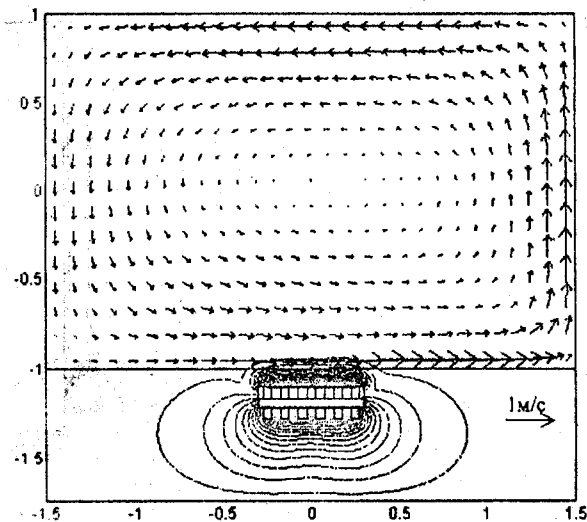


Рис. 6

При тех же ампервитках производительность N рассмотренной конструкции перемешивателя с бегущим полем (п.7 таблицы) на 20% меньше, чем в случае однофазного индуктора с Ш-образным магнитопроводом (п.3), что является достаточно неожиданным результатом. Интересно также отметить, что при сопоставимых, в общем-то, гидродинамических параметрах уровень как электромагнитных сил, так и тепловыделений в жидком металле в случае 3-х фазного индуктора почти на порядок ниже.

Выводы. 1. Использование в отражательных печах для плавки и приготовления алюминиевых сплавов в качестве электромагнитных перемешивателей однофазных индукторов, создающих пульсирующее магнитное поле, позволяет организовать в ванне печи эффективное двухконтурное перемешивание жидкого металла.

2. Электромагнитные перемешиватели с пульсирующим полем необходимо размещать по центру длинных сторон боковых стенок ванны печи.

3. Конструкции перемешивателей с П- и Ш-образным магнитопроводами, несмотря на суще-

ственную разницу в силовом и тепловом воздействии на жидкий металл, обеспечивают практически одинаковую гидродинамическую эффективность его перемешивания. При одинаковых ампервитках производительность перемешивания таких систем выше, чем у трехфазного перемешивателя бегущего магнитного поля с намотанной через ярмо магнитопровода обмоткой.

1. Дубоделов В.И., Фиксен В.Н., Горюк М.С., Слажнев Н.А., Скоробазатко Ю.П. Современные устройства для электромагнитного перемешивания алюминиевых расплавов в печах и миксерах повышенной емкости // *Металл и литье Украины*. — 2008. — №5.

2. Макаров Г.С. Рафинирование алюминиевых сплавов газами. — М.: *Металлургия*, 1983. — 120 с.

3. *Насосы для перекачки жидких металлов* (комплект технических материалов "The Carborundum Company Refractories & Electronics Division Metallurgic Branch" (США)). — М.: ВО "Лицензинторг"; Киев: ИПЛАН УССР. — 1974.

4. Полищук В.П., Цин М.Р., Горн Р.К. и др. *Магнитодинамические насосы для жидких металлов*. — К.: *Наук. думка*, 1989. — 256 с.

5. *Производство легких металлов и сплавов*. // *Экспресс-информация. Цветная металлургия*. — 1974. — № 20.

6. Тур Л.Л., Столов М.Я. Электромагнитные устройства для управления циркуляцией расплава в электропечах: 2-ое изд., перераб. и доп. — М.: *Металлургия*, 1991. — 280 с.

7. Konrad A. Integrodifferential finite element formulation of two-dimensional steady-state skin effect problems // *IEEE Trans. Magn.* — Vol. MAG-18. — 1982. — №1. — Pp. 284—292.

8. *Non ferrous casting — Equipment MHD Technology*. — Riga, Latvia: *Krasainie Iejumi*. — 2004.

9. Wilcox D.C. *Turbulence Modeling for CFD* // *DCW Industries Inc.* — 1998.

10. *FEMLAB User's Guide and Introduction*. — *FEMLAB 2.3*. — *COMSOL, Inc.*, 1994—2002. — 436 p.

Надійшла 14.07.2008

Регулировочные характеристики секционированного источника питания для электронно-лучевых технологий

Проведено моделювання електромагнітних процесів в високовольтному секціонованому джерелі електроживлення для електронно-лучевих технологій. Определены регулировочные характеристики источника в зависимости от внутренних параметров силового трансформатора.

Проведено моделювання електромагнітних процесів у високовольтному секціонованому джерелі електроживлення для електронно-променевої технології. Визначені регульовальні характеристики джерела в залежності від внутрішніх параметрів силового трансформатора.

Современное электронно-лучевое технологическое оборудование обладает достаточной энергоемкостью [1,2] и требует применения соответствующих систем электропитания, рассчитанных на мощности порядка 0,5—1МВт. С другой стороны, специфика электронно-лучевых технологий требует использования систем электропитания с высоким выходным напряжением (до 30 кВ и выше). В настоящее время для электропитания мощных высоковольтных установок в электрометаллургии используются высокочастотные преобразователи, работающие от сети 380В/50 Гц [5]. В них высокий уровень выходного напряжения формируется благодаря высокочастотному высоковольтному трансформатору и выходному высоковольтному выпрямителю. Основной узел преобразования — высокочастотный инвертор — выполняется на доступной в настоящее время элементной базе с максимальными рабочими напряжениями до 2 кВ. Такие высокочастотные системы питания имеют преимущества по сравнению с традиционными источниками, работающими на частоте питающей сети (50 Гц), которые заключаются в уменьшении габаритов, увеличении быстродействия, однако несколько хуже традиционных по энергоэффективности из-за большего числа звеньев преобразования энергии.

В работе [3] описывается структура высоковольтного источника питания на основе секционированного трансформатора. В данной системе питания с помощью такого специализированного трансформатора осуществляется преобразование уровня напряжения 10 кВ входной распределительной сети в уровень напряжения более высокого значения, необходимого для питания конкретной технологической установки. Особенностью такого трансформатора является то, что его вторичная сторона выполнена в виде N числа вторичных обмоток, половина из которых соединена в "звезду", а

вторая половина — в "треугольник". На выходах вторичных обмоток трансформатора включены выпрямители и узлы токоограничения на основе высокочастотных импульсных регуляторов. Эти импульсные регуляторы работают на высокой частоте только при перегрузках, в стационарных режимах они находятся полностью в открытом состоянии и поэтому дополнительных потерь в таких режимах не создают. Тем самым, описанная система питания приближается по позитивному свойству — энергоэффективности — к традиционным системам питания. По выходу все N каналов описанного источника соединены последовательно. Их количество определяется необходимым уровнем напряжения на нагрузке и допустимым уровнем рабочего напряжения используемой элементной базы. В сравнении с существующими системами питания на основе высокочастотных инверторов, описанная структура источника представляется более эффективной по величине суммарных потерь энергии в узлах преобразования, если оценивать весь путь преобразования от общей распределительной сети 10 кВ до технологической нагрузки.

Так как описанная в работе [3] система питания содержит N выходных ячеек, то появляется возможность изменением этого числа N повышать стабильность напряжения на технологической нагрузке при отклонениях величины сетевого напряжения или тока нагрузки. В связи с этим возникает задача анализа показателей качества электроэнергии на входе и выходе источника в зависимости от числа включенных ячеек.

Рассмотрим количественные характеристики секционированного источника питания для электронно-лучевого оборудования напряжением 30 кВ и мощностью 450 кВт с условием использования стандартной элементной базы с допустимым напряжением 2 кВ и с учетом внутренних параметров

силового трансформатора. Структура такого источника питания показана на рис. 1.

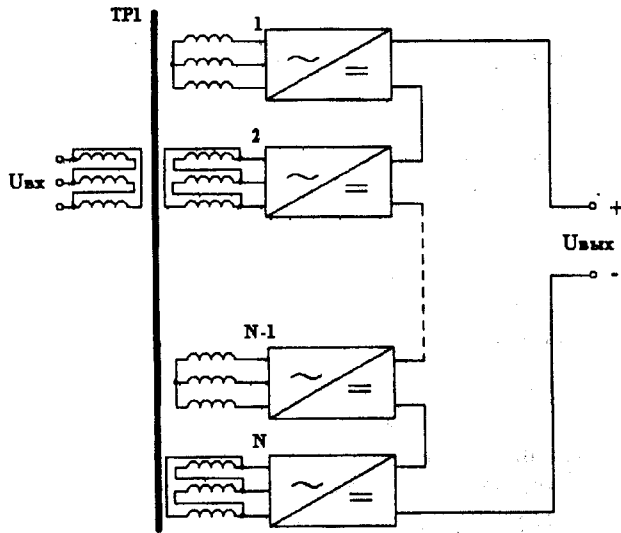


Рис. 1

Для анализа регулировочных характеристик источника воспользуемся справочными данными реального силового трансформатора ТСЗЛ — 630/10 [4]. Для этого типа трансформатора величина тока холостого хода составляет 1,4 % от номинального значения, напряжение короткого замыкания — 5,5 % от номинального значения, потери холостого хода — 1,65 кВт, потери короткого замыкания — 6,8 кВт. Эти характеристики трансформатора определяются его внутренними параметрами — индуктивностью рассеяния обмоток, активными потерями в обмотках, индуктивностью намагничивания, сопротивлением магнитных по-

терь. Учитывая эти параметры в эквивалентных схемах замещения, можно определить, каковы же величины вышеназванных характеристик исследуемого трансформатора.

В настоящей работе с помощью численных методов проведено моделирование процессов и рассчитаны регулировочные характеристики секционированного источника питания при различных значениях напряжения короткого замыкания силового трансформатора, интегральном показателе, который характеризуется, в первую очередь, индуктивностью рассеяния обмоток трансформатора и активными потерями в них. Индуктивность рассеяния в основном определяется геометрическими показателями конструкции обмоток. Поэтому при проектировании источника питания важно знать, как конструкция силового трансформатора (с учетом конструкции обмоток) через параметр напряжения короткого замыкания влияет на характеристики источника. На рис. 2 показаны графики изменения выходного напряжения (*a, б*), коэффициента гармоник входного тока (*в*) и коэффициента пульсаций выходного напряжения (*г*) в зависимости от относительного изменения входного напряжения в интервале $\pm 10\%$, обусловленного нормами ГОСТ 13109-97, при номинальном токе нагрузки 12 А. Из рисунков 2, *a, б* видно, что поддержание уровня выходного напряжения в пределах области стабилизации в окрестности 30 кВ при изменении входного напряжения в названном интервале возможно благодаря изменению количества включенных секций на выходе источника от $N=14$ до $N=18$ при параметрах трансформатора, соответствующих напряжению короткого замыкания $U_{кз} = 2\%$. При параметрах, соответствующих

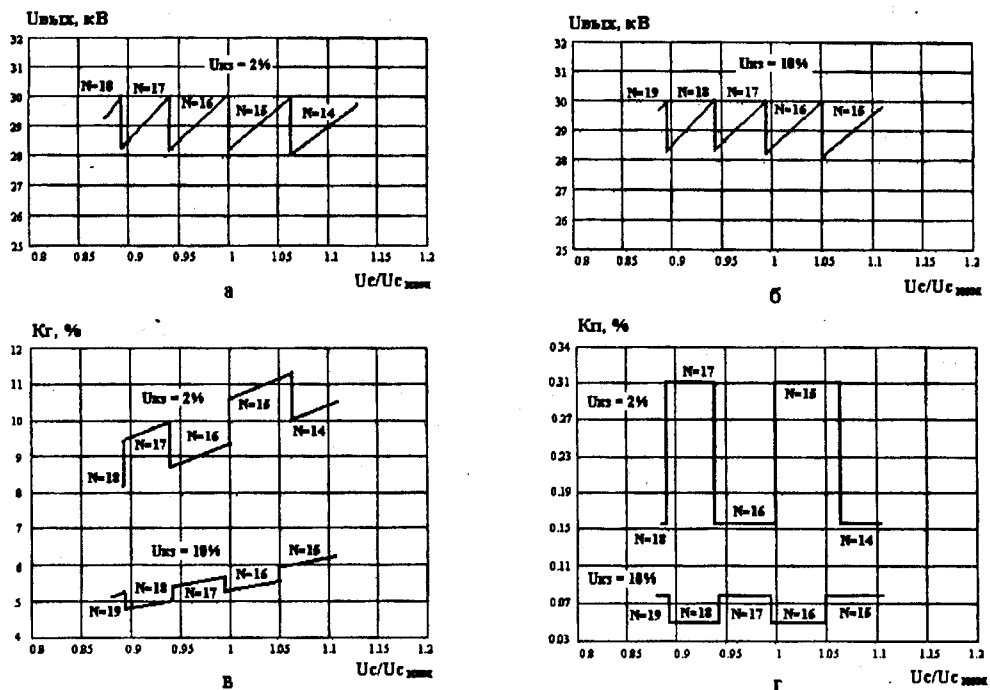


Рис. 2

$U_{K3} = 10\%$, необходимое число работающих секций источника больше и составляет ряд от $N=15$ до $N=19$. Размер области стабилизации выходного напряжения определяется величиной напряжения на выходе одной секции. При минимальном уровне входного напряжения область стабилизации составляет 1740 В в случае $U_{K3} = 2\%$ и 1600 В в случае $U_{K3} = 10\%$. При максимальном входном напряжении область стабилизации составляет 2000 В в случае $U_{K3} = 2\%$ и 1950 В в случае $U_{K3} = 10\%$. Таким образом, область стабилизации выходного напряжения данного источника питания уменьшается при увеличении индуктивности рассеяния силового трансформатора.

Коэффициент гармоник K_r и коэффициент пульсаций K_p при изменении входного напряжения зависят от количества работающих секций источника (рис. 2, в, г). При нечетном количестве секций эти коэффициенты имеют большие значения, чем при четном количестве. Это связано с тем, что при четном количестве секций в форме входного тока помимо первой гармоники содержатся только 11-я, 13-я, 23-я, 25-я и другие нечетные гармоники малого порядка. При нечетном количестве работающих секций в форме входного тока появляются также существенные по величине 5-я и 7-я гармоники, характерные для формы тока во вторичных обмотках трансформатора, соединенных в "звезду" или "треугольник". Таким образом, если при четном N , когда в источнике работает одинаковое число вторичных обмоток соединенных в "звезду" и "треугольник", в суммарном токе первичной обмотки 5-я и 7-я гармоники взаимно компенсируются, то при нечетном N и неодинаковом числе работающих вторичных обмоток в форме входного тока появляются нескомпенсированные составляющие 5-й и 7-й гармоники. Различия величины коэффициента гармоник при четном и нечетном N составляет 1,5% при $U_{K3} = 2\%$ и до

0,5% при $U_{K3} = 10\%$.

Коэффициент пульсаций K_p при четном N формируется суммарной амплитудой выпрямленного напряжения одинакового количества секций, включенных выпрямителем на вторичные обмотки в "звезду" или "треугольник". Как известно, в таком случае формируется 12-и пульсная система выходного выпрямленного напряжения. При нечетном N в форме выходного напряжения появляется нескомпенсированная составляющая напряжения, резко увеличивающая размах пульсаций выходного напряжения. При $U_{K3} = 2\%$ изменение размаха пульсаций составляет 0,15%, а при $U_{K3} = 10\%$ — порядка 0,03%.

Нестабильность нагрузочной характеристики рассматриваемого секционированного источника также может быть уменьшена за счет изменения числа N подключаемых секций. На рис. 3, а показаны зависимости изменения выходного напряжения источника при изменении тока нагрузки при различных значениях напряжения короткого замыкания силового трансформатора. Ширина области стабилизации выходного напряжения при изменении тока нагрузки от 1 А до 12,5 А составляет величину, равную напряжению на одной секции источника — 1940 В при $U_{K3} = 2\%$ и 1390 В — при $U_{K3} = 10\%$.

Изменение выходного напряжения секционированного источника при пошаговом подключении секций и постоянстве тока нагрузки (12 А) носит пропорциональный характер (рис. 3, б). В каждом состоянии включения секций (от $N=2$ до $N=17$) просчитаны значения коэффициента гармоник и коэффициента пульсаций выходного напряжения (рис. 3, в, г).

Из анализа приведенных зависимостей следует, что при четных значениях N указанные коэффициенты неизменны, при нечетных N они уменьшаются по экспоненциальному закону, причем

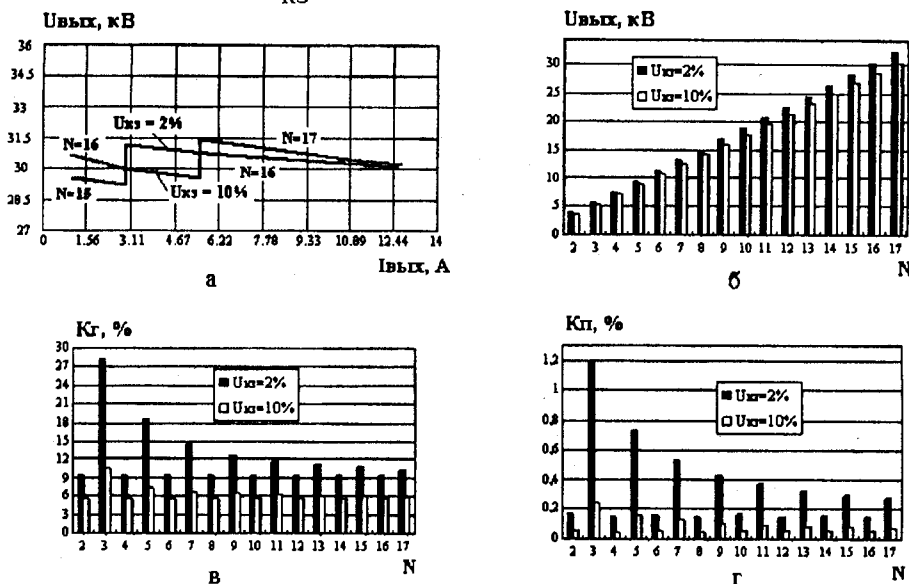


Рис. 3

при $N > 10$ разница между значениями этих коэффициентов минимальна. Это связано с тем, что при больших N гармонические составляющие входных фазных токов и переменная составляющая выходного напряжения одной секции существенно меньше относительно суммарных составляющих входного тока и постоянной составляющей выходного напряжения источника соответственно. Следовательно, влияние этих составляющих в параметрах одной нечетной секции при больших N несущественно. Значит, чем больше степень секционирования рассмотренной структуры источника питания, тем лучше его характеристики коэффициента гармоник входного тока и коэффициента пульсаций выходного напряжения.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Секционированная структура источника электропитания позволяет поддерживать стабильность напряжения на нагрузке при изменении тока нагрузки и входного напряжения. Размер области стабилизации при этом составляет величину, равную напряжению на выходе одной секции.

2. Отличие значений коэффициента гармоник входного тока и коэффициента пульсаций выходного напряжения при четном и нечетном количестве работающих секций незначительно и им можно пренебречь, если общее количество этих секций достаточно велико ($N > 10$).

3. Секционированная структура источника позволяет дискретно, пошагово изменять выходное напряжение источника, что позволяет формировать заданную крутизну фронта нарастания вы-

ходного напряжения после пробоев в нагрузке и одновременно по характеру нарастания выходного напряжения диагностировать работоспособность каждой секции источника.

4. Внутренние параметры трансформатора неоднозначно влияют на показатели качества энергии на входе и выходе источника питания, так как с увеличением индуктивности рассеяния трансформатора возрастает нестабильность выходного напряжения, но уменьшается коэффициент гармоник входного тока. Поэтому при проектировании подобных систем питания необходимо искать компромиссные решения.

1. Завьялов М.А., Лукьянов Л.А., Мурашов А.С. и др. Электронная пушка мощностью 500кВт // Приборы и техника эксперимента. — 1980. — №2. — С. 223.

2. Перевозчиков В.И., Григорьев Ю.В., Гусев С.И. и др. Электронно-лучевое оборудование для металлургии и модификации поверхности // Электротехника. — 1992. — №1. — С. 34—39.

3. Руденко Ю.В. Показатели качества электроэнергии на входе и выходе секционированного высоковольтного источника электропитания для электротехнологий // Праці Ін-ту електродинаміки НАН України. — 2008. — № 19. — С. 99—105.

4. Трансформаторы силовые общего назначения напряжением до 35 кВ включительно. / Техн. справочник, часть 2. — М.: ВНИИ Стандартэлектро, 1990. — 144 с.

5. Чайка Н. К. Блок смещения и питания катода электронно-лучевой сварочной пушки с использованием инверторных преобразователей // Автоматическая сварка. — 2007. — №7. — С. 40—43.

Надійшла 02.07.20и08

УДК 621.314

КОМАРОВ Н.С., докт.техн.наук (Ин-т электродинамики НАН Украины, Киев)

Устройства электропитания мощных дуговых нагревателей для установок газификации отходов

Рассматриваются структуры устройств электропитания дуговых нагревателей постоянного тока (плазмотронов) мощностью 0,5—1 МВт, используемых в установках газификации для переработки торфа, сланцев, бурого угля, промышленных и бытовых отходов. Обоснована перспективная структура и выполнена оценка основных показателей устройства электропитания.

Розглядаються структури пристроїв електроживлення дугових нагрівачів постійного струму (плазмотронів) потужністю 0,5—1 МВт, що використовуються в установках газифікації для переробки торфу, сланців, бурого вугілля, промислових і побутових відходів. Обґрунтовано перспективну структуру і виконано оцінку основних показників пристрою електроживлення.

© Комаров Н.С., 2009

при $N > 10$ разница между значениями этих коэффициентов минимальна. Это связано с тем, что при больших N гармонические составляющие входных фазных токов и переменная составляющая выходного напряжения одной секции существенно меньше относительно суммарных составляющих входного тока и постоянной составляющей выходного напряжения источника соответственно. Следовательно, влияние этих составляющих в параметрах одной нечетной секции при больших N несущественно. Значит, чем больше степень секционирования рассмотренной структуры источника питания, тем лучше его характеристики коэффициента гармоник входного тока и коэффициента пульсаций выходного напряжения.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Секционированная структура источника электропитания позволяет поддерживать стабильность напряжения на нагрузке при изменении тока нагрузки и входного напряжения. Размер области стабилизации при этом составляет величину, равную напряжению на выходе одной секции.

2. Отличие значений коэффициента гармоник входного тока и коэффициента пульсаций выходного напряжения при четном и нечетном количестве работающих секций незначительно и им можно пренебречь, если общее количество этих секций достаточно велико ($N > 10$).

3. Секционированная структура источника позволяет дискретно, пошагово изменять выходное напряжение источника, что позволяет формировать заданную крутизну фронта нарастания вы-

ходного напряжения после пробоев в нагрузке и одновременно по характеру нарастания выходного напряжения диагностировать работоспособность каждой секции источника.

4. Внутренние параметры трансформатора неоднозначно влияют на показатели качества энергии на входе и выходе источника питания, так как с увеличением индуктивности рассеяния трансформатора возрастает нестабильность выходного напряжения, но уменьшается коэффициент гармоник входного тока. Поэтому при проектировании подобных систем питания необходимо искать компромиссные решения.

1. Завьялов М.А., Лукьянов Л.А., Мурашов А.С. и др. Электронная пушка мощностью 500кВт // Приборы и техника эксперимента. — 1980. — №2. — С. 223.

2. Перевозчиков В.И., Григорьев Ю.В., Гусев С.И. и др. Электронно-лучевое оборудование для металлургии и модификации поверхности // Электротехника. — 1992. — №1. — С. 34—39.

3. Руденко Ю.В. Показатели качества электроэнергии на входе и выходе секционированного высоковольтного источника электропитания для электротехнологий // Праці Ін-ту електродинаміки НАН України. — 2008. — № 19. — С. 99—105.

4. Трансформаторы силовые общего назначения напряжением до 35 кВ включительно. / Техн. справочник, часть 2. — М.: ВНИИ Стандартэлектро, 1990. — 144 с.

5. Чайка Н. К. Блок смещения и питания катода электронно-лучевой сварочной пушки с использованием инверторных преобразователей // Автоматическая сварка. — 2007. — №7. — С. 40—43.

Надійшла 02.07.20и08

УДК 621.314

КОМАРОВ Н.С., докт.техн.наук (Ин-т электродинамики НАН Украины, Киев)

Устройства электропитания мощных дуговых нагревателей для установок газификации отходов

Рассматриваются структуры устройств электропитания дуговых нагревателей постоянного тока (плазмотронов) мощностью 0,5—1 МВт, используемых в установках газификации для переработки торфа, сланцев, бурого угля, промышленных и бытовых отходов. Обоснована перспективная структура и выполнена оценка основных показателей устройства электропитания.

Розглядаються структури пристроїв електроживлення дугових нагрівачів постійного струму (плазмотронів) потужністю 0,5—1 МВт, що використовуються в установках газифікації для переробки торфу, сланців, бурого вугілля, промислових і побутових відходів. Обґрунтовано перспективну структуру і виконано оцінку основних показників пристрою електроживлення.

© Комаров Н.С., 2009

Одной из наиболее перспективных и экологически чистых технологий переработки отходов является их газификация при повышенной температуре, около 1500—2000 °С [1,2,5,10,14]. Достоинство данной технологии в том, что она не требует предварительной сортировки отходов, обеспечивает глубокое разложение органики, а продуктами переработки являются металл, инертный шлак и синтез-газ, теплотворная способность которого зависит от состава отходов и может достигать 30—35 % теплотворной способности природного газа. Подобная технология применима и к переработке торфа, сланцев, бурого угля, сточных вод, химически опасных и радиоактивных отходов. В отличие от сжигания топлива при более низких температурах, при такой технологии обеспечивается глубокое разложение сложных хлоросодержащих органических соединений, что значительно снижает уровень вредных веществ, выбрасываемых в атмосферу. Так, эксперименты по уничтожению трансформаторного масла марки ТХБ (трихлор-бифенил) показали [13], что концентрация диоксинов/фуранов в синтез-газе не превышает $TEQ = 0,05 \text{ нг/м}^3$ при норме, установленной американским агентством по защите окружающей среды EPA — $0,1 \text{ нг/м}^3$.

В качестве нагревателей в таких установках применяются воздушные плазмотроны мощностью 0,5—1 МВт. При использовании выработанного синтез-газа для получения электроэнергии ее расходы на электропитание плазмотронов обычно не превышают 10—20 %, следовательно, переработка отходов по данной технологии не только не требует энергетических затрат, но и может рассматриваться как дополнительный источник тепловой и электрической энергии. Очевидно, что для Украины с ограниченными запасами природного газа, значительным накоплением промышленных отходов в индустриальных районах на востоке страны, бытовых отходов вблизи крупных городов и радиоактивных отходов в Чернобыльской зоне, широкое использование данной технологии представляет большой практический интерес.

Относительно выбора типа плазмотрона в настоящее время нет однозначного мнения. Так, в Исследовательском центре им. М.В. Келдыша

(Россия, Москва) созданы плазмотроны "Звезда", работающие от трехфазного переменного напряжения, в Международном научном центре по теплофизике и энергетике (Россия, Новосибирск) разработаны плазмотроны с жидкометаллическими электродами, в качестве которых используются ванны расплавленного металла в камере газификации. Однако, наиболее широкое применение получили плазмотроны постоянного тока, используемые в разработках Мос. НПО "Радон", Российского научного центра "Курчатовский институт", "Europlasma", "Westinghouse Plasma Co". В таких устройствах обеспечиваются наиболее стабильные условия поддержания дугового разряда. Единственным их недостатком является ограниченный ресурс сильноточного катода, но при давлении в камере несколько ниже атмосферного процедура замены одного из плазмотронов не требует остановки технологического процесса и не приводит к вредным выбросам в атмосферу. Кроме того, использование композиционных термоэмиссионных материалов позволяет довести ресурс сильноточных катодов до нескольких тысяч часов [4].

Практическая реализация установок для получения синтез-газа требует создания эффективных устройств электропитания мощных плазмотронов, обеспечивающих надежное возбуждение дугового разряда, устойчивую работу плазмотрона в широком диапазоне токов и скоростей воздушного потока, что делает дуговой нагреватель регулируемым и простым в эксплуатации. Простейшие схемы источников электропитания мощных плазмотронов постоянного тока показаны на рис. 1.

В первой схеме (рис. 1, а) осуществляется преобразование постоянного напряжения в переменное с последующей трансформацией и выпрямлением. Основное достоинство такого решения состоит в гальваническом разделении входной и выходной цепей источника и использовании трансформатора, работающего на повышенной частоте, что существенно снижает его металлоемкость. К недостаткам схемы следует отнести перенапряжения на выходном дросселе при срыве дуги и относительно невысокую эффективность источника, обусловленную большим числом звеньев в цепи

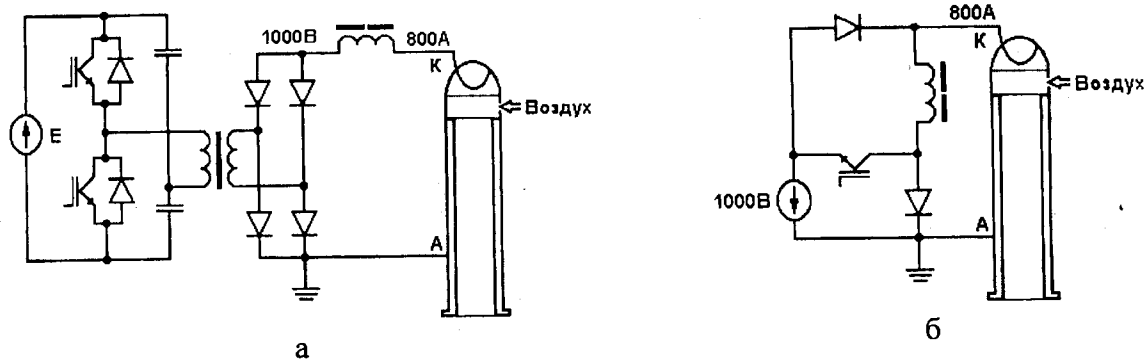


Рис. 1

преобразования параметров электроэнергии. В этой связи более эффективной является вторая схема (рис. 1, б), кроме того, в ней имеется цепь разряда выходного дросселя при срыве дуги. Обе схемы обеспечивают стабилизацию выходного тока на заданном уровне в широком диапазоне изменений сопротивления нагрузки за счет применения широтно-импульсной модуляции сигналов управления силовыми транзисторами.

Электропитание источников электропитания осуществляется от промышленной сети переменного тока, поэтому представляют интерес как показатели качества электроэнергии на его выходе, так и его влияние на процессы в питающей сети.

Процессы во входных цепях мощных неуправляемых выпрямителей при мощности нагрузки 0,5–1 МВт и наличии емкостного фильтра рассмотрены в [8], где показано, что искажения напряжения на вторичных обмотках распределительного трансформатора превышают допустимые нормы, установленные стандартом на качество электрической энергии в системах электропитания общего назначения (ГОСТ 13109-97). Использование дополнительных технических средств для снижения искажений приводит к усложнению и, соответственно, удорожанию устройства. Поэтому, как правило, электропитание подобного оборудования осуществляется от отдельного распределительного трансформатора: в этом случае гальваническое разделение входной и выходной цепей в источнике не требуется и теряются преимущества схемы, показанной на рис. 1, а. Использование отдельного трансформатора не только обеспечивает гальваническое разделение цепей и позволяет получить требуемый уровень входного напряжения источника, но и обеспечивает улучшение качества электроэнергии на его входе за счет использования 12-ти пульсовой схемы выпрямителя.

В обеих схемах, показанных на рис. 1, для достижения малого уровня пульсаций выходного тока требуется значительная индуктивность выходного дросселя, что ограничивает скорость нарастания тока при пуске плазматрона и требует повы-

шения энергии импульсов поджига дугового разряда. Это обстоятельство и большая выходная мощность устройств определили повышенный интерес к многофазным импульсным регуляторам, где секционирование силовой части и введение фазового сдвига между импульсами управления секций позволяет распределить мощность между секциями и добиться снижения пульсаций выходного тока при малых индуктивностях дросселей, установленных в каждой секции [3].

С учетом изложенного схема устройства электропитания мощного плазматрона, в наибольшей степени удовлетворяющая предъявляемым требованиям, показана на рис. 2.

Применение тиристоров в выпрямителе выполняет две функции. Во-первых, это ограничение пусковых токов предварительного заряда конденсаторов в цепях питания регулятора тока. И, во-вторых, это ограничение тока при аварийных режимах в устройстве электропитания. На этих интервалах времени тиристоры выключены. Регулятор тока представляет собой многофазный импульсный стабилизатор тока понижающего типа. Транзисторы в каждой секции управляются синхронно, при этом напряжения на емкостных делителях в каждой секции автоматически выравниваются [9]. Такое построение регулятора обеспечивает повышение допустимого входного напряжения, вдвое превышающего максимально-допустимое напряжение полупроводниковых приборов силовой части.

Представляют интерес технико-экономические показатели источника электропитания. Задачей настоящей работы является количественная оценка его показателей для плазматрона с номинальным напряжением 700 В и током 800 А.

В качестве силового трансформатора рассматривался сухой трансформатор с литой изоляцией "Trihal", установленной мощностью 630 кВт, рассчитанный на работу от сети с напряжением 10 кВ и доработанными вторичными обмотками. Суммарные потери в таком трансформаторе при максимальной температуре не превышают 7,3 кВт или

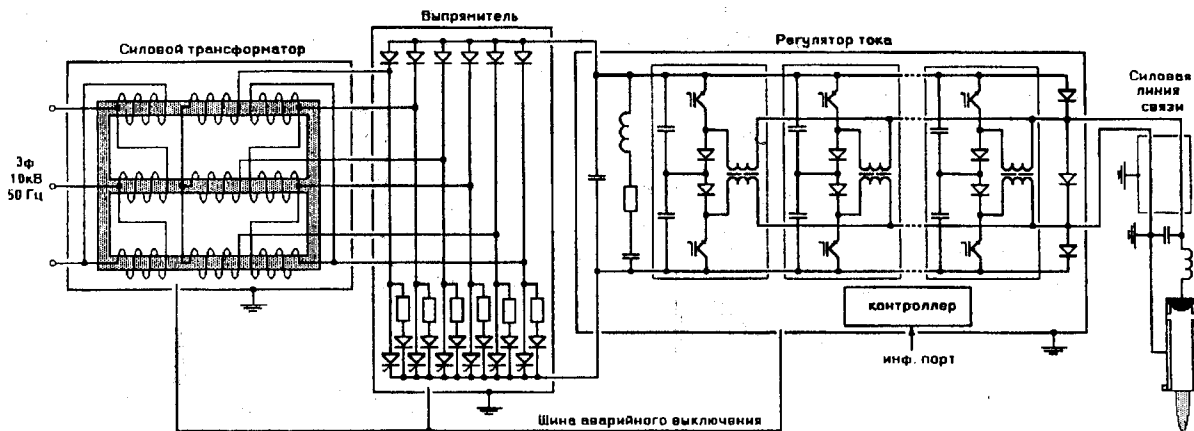


Рис. 2

1,5%. Поскольку выпрямитель работает в неуправляемом режиме, а суммарное падение напряжения на диоде и тиристоре не превышает 5 В, при выходном напряжении 1000 В потери в выпрямителе не превышают 0,5 %.

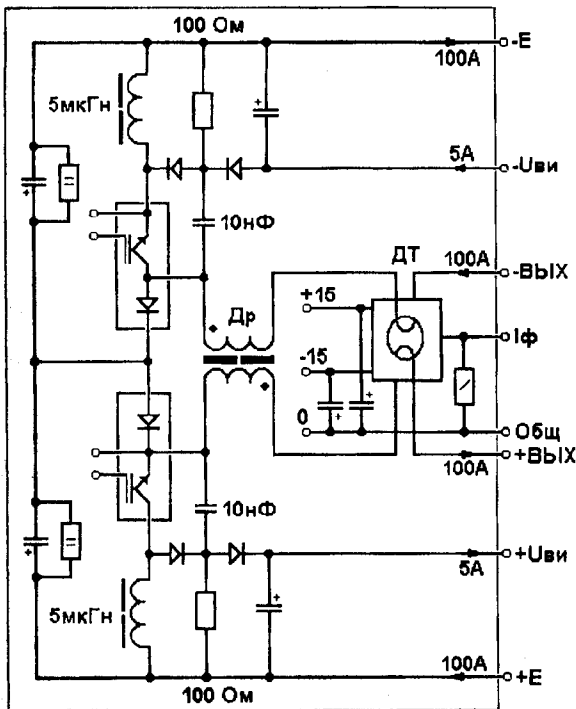
Для оценки потерь в регуляторе воспользуемся схемой силовой части одной из фаз (рис. 3, а). В этом устройстве для снижения динамических потерь использованы цепи формирования безопасной траектории переключений силовых транзисторов, причем энергия, запасаемая реактивными элементами этих цепей, передается через дополнительные (возвратные) инверторы во входную цепь регулятора. Расчетные эпюры токов и напряжений силового транзистора показаны на рис. 3, б.

Известно, что пульсации тока в выходном дросселе зависят от относительной длительности отпирающих импульсов $\gamma = T_i / T$ и достигают максимума при $\gamma = 0,5$. При суммарной индуктивности выходного дросселя $L = 0,625$ мГн, частоте импульсной модуляции 10 кГц и среднем значении тока $I_0 = 100$ А размах пульсаций тока ΔI составляет

$$\Delta I = E(1 - \gamma)\gamma T / L,$$

откуда $\Delta I = 40$ А, а максимальное и минимальное значения тока равны: $I_{MAX} = 120$ А, $I_{MIN} = 80$ А. На этапе проводящего состояния транзисторов ток и мгновенная мощность, рассеиваемая на транзисторе, определяются согласно выражений

$$i(t) = I_{MIN} + (I_{MAX} - I_{MIN})t / T_i,$$



а

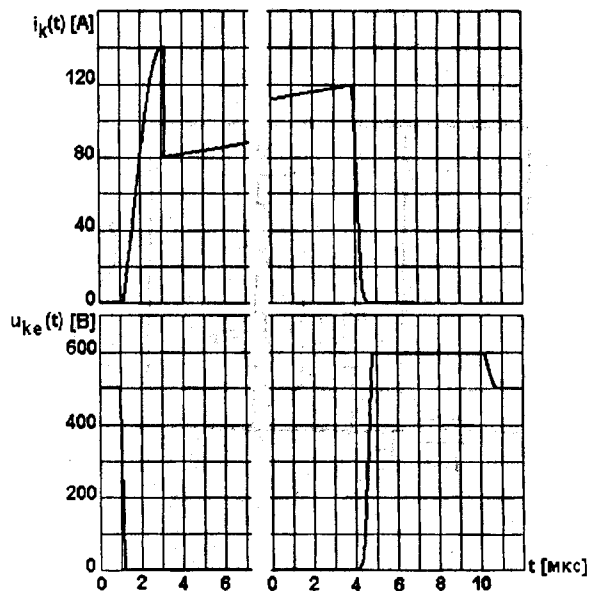
$$p(t) = [U_0 + r_{дин} \cdot i(t)] i(t),$$

где U_0 — напряжение отсечки и $r_{дин}$ — динамическое сопротивление, определяемые по статическим характеристикам, T_i — длительность проводящего состояния транзистора.

Определим мощность статических потерь как

$$P_{ст} = \frac{1}{T_i} \int_0^{T_i} p(t) dt = U_0 (I_{MIN} + I_{MAX}) / 2 + r_{дин} [I_{MIN} I_{MAX} + (I_{MAX} - I_{MIN})^2 / 3].$$

Для модулей IGBT типа SKM200GB128D компании "Semikron" $U_0 = 1$ В и $r_{дин} = 7,33 \cdot 10^{-3}$ Ом, откуда $P_{ст} = 175$ Вт. На стадии непроводящего состояния транзисторов падение напряжения на разделительных диодах меньше, чем на транзисторах, и потери снижаются, но для оценки максимально возможных потерь этим можно пренебречь. Несколько сложнее оценить величину динамических потерь. Формирование безопасной траектории переключений практически исключает перекрытие тока и напряжения на транзисторе, но это не означает отсутствие динамических потерь. Стационарное распределение концентрации носителей в объеме полупроводниковых приборов устанавливается не мгновенно, и после отпираания напряжение на внешних выводах транзистора превышает статическое. Аналогично, на стадии выключения ток коллектора спадает по экспоненциальному закону, что также создает дополнительное тепловыделение.



б

Рис. 3

Учет этих факторов приводит к повышению мощности потерь примерно на 50 %. Кроме того, необходимо учитывать потери в выходном дросселе, составляющие около 85 Вт. Поскольку в каждой фазе регулятора синхронно работает два транзистора, а таких фаз $N=8$, величина суммарной мощности потерь составляет около 4,9 кВт, т.е. потери в регуляторе не превышают 1 %.

Высокие значения коэффициентов полезного действия основных узлов источника позволяют обеспечить их нормальный температурный режим при принудительном воздушном охлаждении и не требуют более сложных систем отвода тепла.

Анализ качества электроэнергии на входе источника при применении 12-пульсного нерегулируемого выпрямителя проведен в [8], где показано, что при мощности 0,5 МВт обеспечивается коэффициент мощности на входе силового трансформатора не ниже 0,93 при коэффициенте гармоник фазного тока не более 20 %. При таких искажениях фазных токов гармоники напряжения питающей сети не превышают норм, установленных ГОСТ 13109-97.

Сложнее выполнить оценку качества электроэнергии на выходе регулятора. Величина пульсаций выходного тока многофазного импульсного регулятора характеризуется коэффициентом пульсаций K_I , выражение для которого получено в [3]

$$K_I = \frac{I_{MAX,N} - I_{MIN,N}}{I_{MAX,N} + I_{MIN,N}} \cdot 100\% = \frac{E \cdot T}{8 \cdot L \cdot I_0} \cdot \frac{100\%}{N^2},$$

где $I_{MIN,N}$, $I_{MAX,N}$ — минимальное и максимальное значения выходного тока многофазного регулятора.

Расчеты показывают, что при $N=8$, $E=1000$ В;

$T=100$ мкс, $I_0=100$ А и $L=0,625$ мГн величина коэффициента пульсаций составляет 0,3125 %, однако, реальные пульсации регулятора, нагруженного на плазмотрон, существенно выше, и их величина определяется нестационарным характером сопротивления плазмотрона. Учет этих факторов требует дополнительного анализа.

Сам по себе дуговой промежуток является нестационарной нагрузкой, но, кроме этого, для воздушных плазмотронов характерны периодические пробои между дуговым шнуром и стенкой камеры, вызывающие резкое сокращение длины шнура и, соответственно, напряжения на плазмотроне (эффект шунтирования) [7]. Затем, под действием электромагнитных и аэродинамических сил длина шнура постепенно восстанавливается до следующего пробоя. По оценке [6], скачкообразные провалы напряжения при шунтировании могут достигать 20—30 %.

Для анализа качества электроэнергии на выходе источника воспользуемся упрощенной моделью регулятора (рис. 4, а) при $E=1000$ В, $I_H=800$ А, $R_H=7/8$ Ом, $L=0,625$ мГн, $R_0=0,006$ Ом для восьмифазного регулятора ($N=8$) с рабочей частотой 10 кГц. Нестационарный характер сопротивления плазмотрона учтем выражением

$$R(t) = R_H (1 - d e^{-\alpha t}),$$

где $\alpha = 10^4$, а $0 < d < 0,3$.

Характер переходных процессов, вызванных пробоями в нагрузке, зависит от структуры и параметров системы управления, показанной на рис. 4, б. Здесь обозначены: $X_1 - X_N$ — синхронизирующие импульсы, смещенные друг относительно друга на $1/8$ периода импульсной модуляции, $I_1 - I_N$ —

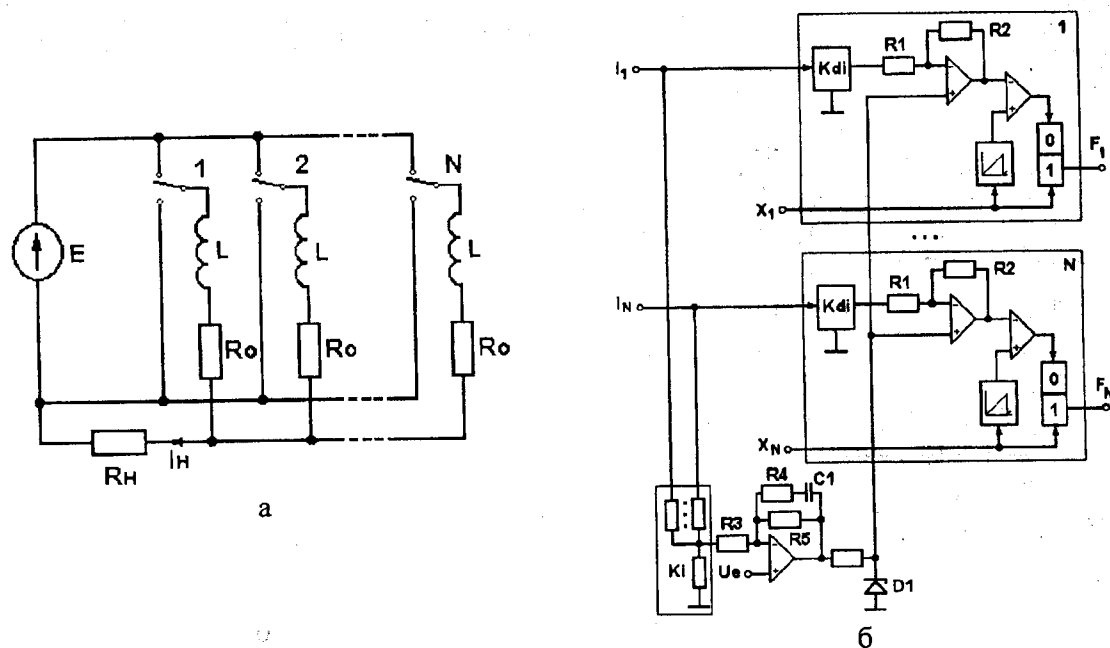


Рис. 4

сигналы, пропорциональные току дросселей соответствующих фаз, U_e — эталонное напряжение, задающее величину выходного тока регулятора, $F_1 - F_N$ — сигналы управления переключающими элементами регулятора.

Анализ проведем для следующих параметров системы управления: $R1=3k$, $R2=6k$, $R3=1k$, $R4=10k$, $R5=200k$, $C1=0,1$ мкФ, $Kdi=1/30$ — коэффициент передачи датчика тока дросселя, $K_i=1/800$ — коэффициент передачи сумматора фазных токов, U_M — амплитуда пилообразного синхронизирующего напряжения, $U_{огр}=6$ В — уровень напряжения ограничителя $D1$. Номинальное значение выходного тока $I_H=800$ А обеспечивается при эталонном напряжении U_e около 1 В.

Типичные эпюры переходного процесса для $d=0,2$ показаны на рис. 5, а, откуда видно, что всплески тока, вызванные пробоями в плазмотроне превышают более чем на порядок значение пульсаций выходного тока в стационарных режимах. Длительность переходных процессов не превышает 1 мс.

Зависимость относительного размаха пульсаций выходного тока от параметра d показана на рис. 5, б, откуда следует, что в пределах $d < 0,3$ величина всплесков тока не превышает 5% от выходного тока регулятора.

Таким образом, основные показатели устройства электропитания имеют следующие значения:

— на входе:

1. амплитуда пускового тока при включении источника — не более 9А;
2. коэффициент гармоник фазного тока — не выше 20%;
3. коэффициент мощности на входе — не ниже 0,93;

— на выходе:

1. нестабильность тока в стационарных режимах — не более 3%;
2. уровень пульсаций тока при постоянной нагрузке — не более 0,5%.

3. Всплески тока при скачках нагрузки до 30% — не более 5%.

4. максимальное напряжение участка токоограничения — 1000 В;

5. скорость нарастания тока при поджиге — не ниже 5 А/мкс;

6. исключены аварийные режимы при внезапном обрыве или коротком замыкании нагрузки.

Общие эксплуатационные показатели источника:

1. удельная стоимость на единицу мощности — около 0,1 \$/Вт.

2. коэффициент полезного действия — не ниже 0,97.

3. диапазон температур окружающей среды от $+10^{\circ}\text{C}$ до $+30^{\circ}\text{C}$;

4. управление осуществляется в ручном либо автоматическом режиме через порт RS485.

Основные технические решения по построению регуляторов тока прошли апробацию на установке Российского научного центра "Курчатовский институт" при длительной работе на плазмотрон мощностью 150 кВт [11].

Украина имеет достаточный потенциал для широкого использования установок получения синтез-газа. Опыт отечественной металлургии позволяет строить эффективные камеры газификации и дожигания, фильтры и теплообменники, т.е. практически все оборудование технологической установки. В Украине в Научно-производственном комплексе газотурбостроения "Заря—Машпроект" (г. Николаев) имеются возможности производства парогазовых установок для последующего сжигания синтез-газа и производства электроэнергии. В Институте электросварки НАН Украины им. Е.О. Патона имеется опыт создания плазмотронов, эти работы во времена СССР велись достаточно интенсивно. В Национальном аэрокосмическом университете "ХАИ" (г. Харьков) проводятся работы по созданию высокоресурсных мощных плазмотронов.

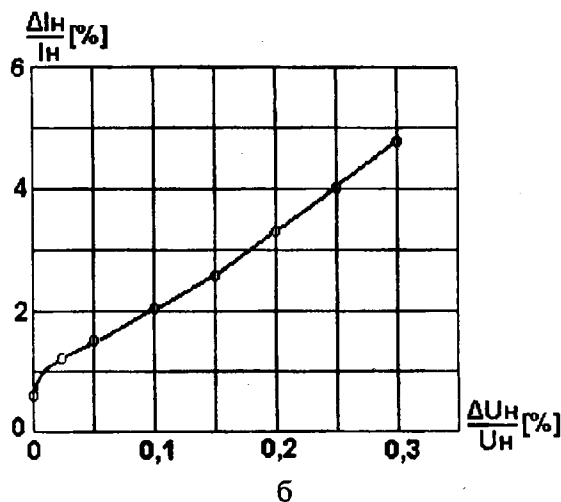
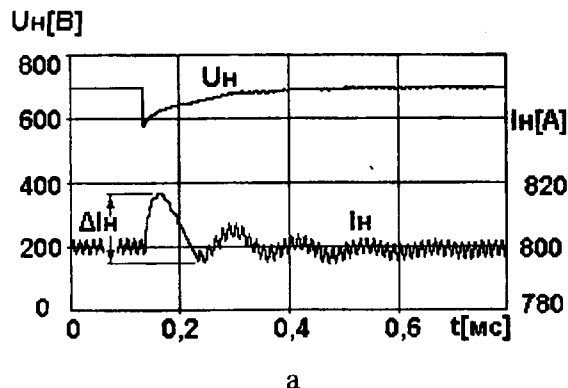


Рис. 5

В части электрооборудования мощные трансформаторы для сети 10 кВ производятся ВИТ (г. Запорожье) и ОАО "Укрэлектроаппарат" (г. Хмельницкий). Значительным опытом производства выпрямителей различной мощности и назначения обладает ПО "Преобразователь" (г. Запорожье). Производство регуляторов тока, разрабатываемых Институтом электродинамики НАН Украины, может быть налажено на предприятиях г. Киева. Таким образом, имеется необходимая инфраструктура производства установок газификации.

В середине прошлого века выдающийся физик Нильс Бор произнес слова, уже ставшие пророческими: "Человечество погибнет не в атомном кошмаре — оно задохнется в собственных отходах" [10]. Преодоление кризисов лежит в освоении новых технологий, такие технологии существуют, оправдали свою эффективность и используются в ряде развитых стран.

Заслуживает внимания опыт создания и эксплуатации заводов по переработке бытовых отходов и сточных вод в Японии. Заводы "Kinuura", "Mihama-Mikata", "Utashinai", "Shinminato Clean Center", "Kishiwada Clean Center" и др. перерабатывают в сутки 400—800 тонн отходов и не наносят вреда окружающей среде, обеспечивая прилежащие районы теплом и электроэнергией [12].

Задачей государственной политики Украины в области экологии является если не очистка страны от отходов, то хотя бы обеспечение объема их переработки, превышающего объем их производства, чтобы не перекладывать собственные проблемы на плечи последующих поколений. Требуется лишь программа по координации этих работ и финансовая поддержка государства.

1. *Аньшаков А.С., Чередниченко В.С.* Переработка твердых бытовых отходов методом высокотемпературной (плазменной) газификации / Тез. докл. науч.-практ. семинара "Утилизация отходов большого города". — М.: ВИМИ, 1993.

2. *Богоявленский Р.Г., Десятов А.В., Гнеденко В.Г. и др.* Использование плазменных технологий для переработки раз-

личных отходов // Конверсия в машиностроении. — 1999. — № 3—4. — С. 99—103.

3. *Возный В.А., Комаров Н.С.* Сверхмощный транзисторный регулятор постоянного тока с высокочастотной импульсной модуляцией / Праці Інституту електродинаміки НАН України. — 2003. — № 2(5). — С. 27—43.

4. *Высокоресурсные плазменные нагреватели.* / Конкурс русских инноваций (6). — 2006 — Интернет.

5. *Дмитриев С.А., Лифанов Ф.А., Попков В.Н. и др.* Совершенствование технологии термической переработки твердых РАО с использованием плазменных устройств нагрева / Охрана окружающей среды и обращение с РАО научно-промышленных центров. Итоги научной деятельности ГУП Мос. НПО "Радон" за 2001г. — Радон-Пресс, 2002. — Вып. 9 — Т. 1. — С. 5—9.

6. *Жуков М.Ф., Даутов Г.Ф.* Генераторы низкотемпературной газоразрядной плазмы / Вестник Академии наук СССР. 1966. — №12. — С. 10—12.

7. *Жуков М.Ф., Смоляков В.Я., Урюков Б.А.* Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). — М.: Наука, 1973. — 232 с.

8. *Комаров Н.С., Мартынов В.В.* Особенности электропитания энергоемкого электротехнологического оборудования / Праці Інституту електродинаміки НАН України. — 2007. — № 2(17). — С. 67—72.

9. *Комаров Н.С., Монджеран Ю.П., Возный В.А.* Нормальные и аварийные режимы работы многофазного импульсного регулятора, нагруженного на мощный газовый плазмотрон // Техн. електродинаміка. — 2005. — № 2. — С. 25—32.

10. *Шаров В.* Отходы нас погубят или обогатят. / Изобретатель и рационализатор. — 2005. — № 4.

11. *Gnedenko V.G., Ivanov A.A., Komarov N.S., Mongeran Ju.P., Pereslavitsev A.V., Titov V.V., Tresviatsky S.S.* Direct current arc plasma torch facility for plasma treatment of wastet / V International Conference Plasma Physics & Plasma Technology, September 18—22, Minsk, Belarus. — 2006. — Pp. 715—718.

12. *Yoahita Akinor.* Power Generation from Waste with Gas Turbine in a Shinminato Clear Energy Center. / Generation in Japan. — 2003. — V. 18. — №1. — Pp. 50—55.

13. *Predtechensky M., Tukhto O., Kuropyatnik I., Chasovskikh E.* Double transferred arc torch: features and potential application / Proc. of IV Inter. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology. Minsk. Sept. 15—19. — 2003. — Pp. 709—712.

14. *Setes G.A.* Plasma arc heating — an overview / App. Note — 1001, Ametek HDP Rower Systems. — 2005.

Надійшла 07.05.2008

Шляхи та засоби вдосконалення установок електродугового зварювання

Розглянуто шляхи і засоби вдосконалення установок дугового зварювання та їх функціонування за рахунок моделювання процесів, використання мікропроцесорів і т.п.

Рассмотрены пути и средства совершенствования установок дуговой сварки и их функционирования за счет моделирования процессов, использования микропроцессоров и т.п.

Дугове зварювання металів — це яскравий приклад широкого застосування електроенергії для технологічних цілей. В той же час це така галузь, де як ніде актуальна проблематика енерго- та матеріалозбереження. Тому цілком природною є спрямованість на застосування або вдосконалення пристроїв перетворювальної техніки (які, як правило, складають основу джерела струму дуги, і супутніх компонентів установок) з метою формування бажаних для технологічного процесу зварювання масогабаритних показників, технологічності виготовлення, вартості тощо.

Разом із тим на цей час достатнього розвитку та поширення досягли засоби моделювання і керування, пов'язані із використанням персональних комп'ютерів [1,4]. Тому природною є спрямованість на застосування досягнень у цій області для вдосконалення зварювальних установок вже на нових рівнях та якості реалізації. В першу чергу необхідно мати на увазі сучасні програмні пакети візуального імітаційного моделювання та автоматизованого проектування електротехнічних та електронних систем. Є досить великий вибір систем моделювання, проте на етапі розробки принципів функціонування системи раціонально застосувати програмний пакет MATLAB із пакетом візуального моделювання Simulink та розділом силових електроніки SimPowerSystems.

Крім того з цим пов'язано і широке застосування електронних систем управління із використанням мікроконтролерів та логічних схем, що можуть перепрограмовуватися. При цьому, перевага, як правило, надається таким компонентам, які б могли забезпечувати внутрішньосистемне програмування, тобто для них власне програмування та корекцію програми роботи мікроконтролера можливо було б виконувати в уже повністю зібраному блоці. Мікроконтролери зараз ввійшли в цінову категорію звичайних цифрових логічних мікросхем, але при незрівнянно більших функціональних можливостях, адже вони фактично є мікрокомп'ютерами із власними процесором, оперативною, по-

стійною та програмною пам'яттю, а також вбудованими в конфігурацію типовими елементами звичайних схем — аналого-цифровими перетворювачами, компараторами, таймерами і т.п. Завдяки такій широті охоплення типових операцій, характерних також і для традиційної схемотехніки систем управління, та доповнення їх гнучкими можливостями програмних вузлів використання мікроконтролерів дозволяє суттєво поліпшити функціональність електротехнологічних установок. Причому, часто це реалізується без суттєвого апаратного ускладнення силових частини установки. Звичайно, що при цьому значна частина зусиль на етапі розробки перекладається на реалізацію та відладку її відповідних програм, проте це сторницею окупається на етапі серійного виробництва, особливо, коли необхідно дещо підкоригувати алгоритм роботи або вихідні параметри чи характеристики під наявні для використання вузли та деталі. Разом із тим, необхідно відзначити, що повноцінне використання такої сучасної елементної бази неможливо без найширшого професійного застосування персональних комп'ютерів та відповідного програмного забезпечення.

Досить великі можливості, які надаються при повному використанні ресурсів мікропроцесорів, закладаються в їх структурі, тобто досить складній схемотехніці, а це часто викликає суб'єктивну недовіру до їхньої надійності. Проте, із практики застосування нами уже давно зроблено висновки, що в плані електричної надійності такого роду компоненти залишають далеко позаду компоненти звичайної цифрової логіки. При цьому, траплялося, що внаслідок помилок монтажу, струмового перевантаження, подачі підвищеної напруги тощо виходили з ладу вихідні порти мікроконтролера, але внутрішня структура залишалася неушкодженою і цілком функціональною. Проте є, і в найближчому майбутньому залишаться питання якості доступного програмного забезпечення, яке на даний час не дозволяє в повній мірі використати можливості і ресурси мікроконтролерів.

Але все ж таки розробка програм і в середовищі безкоштовних програмних продуктів, наприклад, при застосуванні продукції "Atmel" — AVR-Studio, та візуального емулятора мікроконтролера Visual Mikro Lab (VMLAB) дає досить пристойні результати.

Наочним прикладом ефективного застосування моделювання процесів є дослідження форми та характеру поведінки вольтамперних характеристик (ВАХ) джерела струму установок електродугового зварювання, оскільки вони фактично визначають технологічний режим роботи. Одержання ВАХ реальної установки настільки трудомістке, що це на сучасному етапі розвитку машинного моделювання уже нічим не виправдано. Методологія моделювання та дослідження поведінки такого роду систем уже висвітлювалася [2,7–9]. Розглядалося, яким чином одержати вольтамперні характеристики джерела струму при їх максимальній наповненості та за рахунок якої комбінації зворотних зв'язків системи витримати режим стабілізації струму, тобто одержати так звані "штикові" характеристики. Як силовий регулюючий вузол було використано випрямляч, виконаний по схемі Ларіонова, робота якого задавалася шестипульсним блоком керування (Synchronized 6-Pulse Generator), на вході (α_{deg}) якого задавалося значення управляючого параметра — кута управління α в електричних градусах. Одержання ВАХ полягає у одночасному застосуванні файлу моделі та так званого управляючого m -файлу, який задає значення навантаження, запускає процес моделювання, зчитує його результат, змінює величину навантаження і повторює знову ту ж процедуру. А по закінченню циклу моделювання по одержаних даних він будує власне ВАХ в заданих координатах. Таким чином застосування командного вікна MATLAB, пристосованого до математичних задач, в комбінації із пакетом візуального моделювання Simulink дає суттєву перевагу в порівнянні з іншими програмними пакетами, що сповідують більш закриту структуру свого функціонування. На основі цих досліджень були спроектовані системи управління для універсальних зварювальних випрямлячів ВДУ-250 та ВДУ-350, що знаходяться у виробництві на НВП "Плазма", м. Ростов-на-Дону.

Досить очевидно, що одночасно врахувати вплив на ВАХ нелінійності регулювальної характеристики випрямляча, що пов'язана із фазовим регулюванням синусоїдальної напруги, статичності системи регулювання, змінності параметрів передаточної функції випрямляча по управлінню і т.п. аналітичними методами практично неможливо. Тому, на основі тієї ж розробленої методології була вирішена задача корекції поведінки ВАХ на краях діапазону струму дуги [5,9], де вплив згаданих параметрів найбільш суттєвий, та показано способи формування спеціальних форм ВАХ для технологій із крапельно-дуговим характером зварювання.

Після установок з режимом ручного зварювання (ММА) друге місце по поширенню і застосуванню займають пристрої дугового зварювання в середовищі інертних (MIG) або активних (MAG) газів. Через більш складне їх функціонування в них не тільки оправдано використання нової елементної бази, в тому числі і мікропрограмних компонентів, а і необхідно, оскільки вони можуть забезпечити вищий рівень якості праці.

Процес зварювання, з точки зору функціонування установки, має три характерні стадії: початкова стадія — ініціалізація (запалювання чи збудження) зварювальної дуги, друга стадія — стаціонарний (усталений) процес горіння дуги і кінцева — закінчення процесу зварювання. На кожному із цих етапів зварювальна установка повинна забезпечувати і відповідні умови праці, і можливості одержання необхідних технологічних параметрів якості з'єднання при ефективному використанні матеріалу електроду та електроенергії.

Наприклад, на першому етапі — запалювання дуги — необхідно забезпечити попередню подачу через електромагнітний клапан захисного газу (так звана "продувка"), включення джерела струму дуги, а також плавне наростання швидкості подачі електроду в зону шва аж до виходу на стаціонарний режим. Якщо основу джерела струму складає знижувальний трансформатор, що працює на частоті струму мережі живлення і вторинна обмотка якого навантажена на випрямляч, то існує два варіанти включення джерела струму. Один з них — це введення у склад випрямляча тиристорів і при цьому комутація відбувається за рахунок подачі напруги на їх управляючі електроди. Така реалізація має дві суттєві вади — це порівняно висока кошторисна вартість відносно потужних тиристорів та значна кількість теплоти, що виділяється на них. По іншому варіанту використовують звичайний магнітний пускач, контакти якого комутують первинну обмотку трансформатора, струм якої в декілька разів менший за струм дуги, проте при цьому завжди буде наявним характерний сплеск струму намагнічування трансформатора (5...7-кратний у порівнянні із номінальним) в момент його включення. Разом з тим, відмова від електромагнітного комутатора і використання замість нього пари зустрічно-паралельно включених тиристорів, або одного триака може бути ефективно не тільки в технічному, а й у ціновому плані. Адже підключення до мережі однофазного трансформатора при нульовому залишковому магнітному потоці його осердя в амплітуді синусоїдальної напруги живлення завжди буде проходити без перехідного режиму. Тобто необхідна синхронізація моменту комутації трансформатора джерела струму дуги із серединою півперіоду напруги. В такому випадку для установок, в яких зварювання проводиться із застосуванням CO_2 та електродів 0,5... 2,0 мм (пристроїв найбільш масового поширення і використання), вже можливе використання як силових комутаційних при-

строїв триаків і тиристорів відповідно на 40 А, 50 А (ВТА40, ВТW67 — "STMicroelectronics") дешевої вартісної групи. Цей наочний приклад перегляду традиційних принципів комутації в силових вузлах знаходить практичне і вигідне з економічної точки зору застосування, адже всі автономні установки напівавтоматичного зварювання серії ПДГУ-125... ПДГУ-150 (НВП "Плазма") виконуються саме із таким комутатором.

Іншим найбільш складним і відповідальним вузлом є механізм подачі електроду. Переважно — це електропривод постійного струму (напруга — 12...36 В), як правило, із черв'ячним редуктором потужністю 20...120 Вт, що повинен забезпечувати регульовану швидкість подачі електроду 0...16 м/хв та динамічне гальмування. Установка належної швидкості подачі досягається регулюванням напруги живлення двигуна електроприводу, наприклад, за допомогою MOSFET — транзистора із широтно-імпульсним регулюванням (ШІР). При цьому необхідна також і організація пускового режиму роботи приводу, її призначення — не допускати екстремальних кидків пускового струму, що дає можливість вибору транзисторів меншого класу по номінальному значенню їх струму. Крім того, плавне наростання швидкості подачі електроду в момент ініціалізації робочого режиму також сприяє швидшому і надійнішому запаленню дуги [3,6].

Для стаціонарного режиму дуги орієнтація на стабілізацію швидкості подачі електроду не завжди є виправданою. Адже при крапельно-дуговому переносі матеріалу електроду в зону шва процес зварювання проходить частими короткими замиканнями дугового проміжку. Відповідно для цих моментів є характерним і збільшення величини струму. При цьому за рахунок інтенсифікації виділення тепла буде відбуватися руйнування перемички між краплею та власне електродом і відновлення дугового проміжку. Незмінна швидкість подачі сприяє утворенню достатньо великих крапель металу, для яких буде більшим і час руйнування перемички. Це буде сприяти наростанню струму і подальшому вибухоподібному виносу металу за межі шва. Проте, зменшення швидкості подачі під час замикання дугового проміжку сприятиме відриву краплі і технологічності процесу в цілому. Найпростіше це реалізується за рахунок живлення електродвигуна подачі електроду безпосередньо від силової вторинної обмотки трансформатора джерела струму дуги. Але оскільки її напруга при холостому ході, в залежності від вибору необхідного при зварюванні струму, може суттєво відрізнитися, то, знову ж таки, необхідно задіяти відповідні елементи компенсації. При цьому раціональним є використання аналого-цифрового перетворювача (АЦП) мікроконтролера та його інших штатних апаратних ресурсів (таймерів) для подальшого ШІР напруги живлення двигуна подачі. Для відносно дешевих установок живлення електромагнітного клапана відсічки (подачі) захисного газу також організовується від вто-

ринної обмотки трансформатора. При цьому окрім компенсації зміни напруги на обмотці шляхом ШІР також можливо провести вибір номінальної напруги обмотки клапана.

Коли в такого роду установках реалізується можливість режиму ручного дугового зварювання (ММА), то на контролер можна додатково покласти забезпечення захисту силової частини установки при тривалому короткому замиканні (КЗ) кола електроду. При цьому можливе регулювання часу селекції короткого замикання, при перевищенні якого установка буде відключена від мережі живлення, часової паузи до моменту наступного включення і т.п. Також безпроблемним є забезпечення належною сигналізацією появи аварійних (КЗ, перегрів обмоток) та відповідних робочих режимів при мінімальній кількості елементів індикації.

Галузь діяльності, пов'язана із зварюванням, досить широка і різноманітна. Знаходять застосування різного роду обмежувачі холостого ходу зварювальних установок, стабілізатори горіння дуги, осцилятори, призначення яких — безконтактне запалення дуги, і т.п., тому є обширне поле для пересомислення процесу проектування як в плані схематичності так і реалізації конструкції окремих вузлів та блоків. Проте і згаданого переліку задач досить, щоб впевнитися у раціональності застосування мікроконтролерів, адже у вартісному відношенні ціна найбільш поширеного восьмирозрядного контролера АТМega48, що є прийнятним за своїми ресурсами у більшості випадків, не перевищує 5,0 грн., а його ресурсів, в більшості випадків, достатньо.

Звичайно, конструктивне виконання управлінської частини зварювальних установок — окреме питання. Проте, як правило, перевага повинна надаватися застосуванню малогабаритних компонентів із выводами планарного типу (SMD), установка яких виконується способом поверхневого монтажу. Якщо відношення кількостей SMD-компонентів до числа компонентів із звичайними штирьовими выводами складає (4...5):1, то вигода буде суттєва. При цьому розміри блоку будуть невеликі, а це дає можливість мінімізації впливу різного роду завад як подовжнього типу (ємнісного походження), так і поперечного (індуктивного походження). Установка SMD-компонентів піддається автоматизації монтажу, при цьому виключається людський фактор, чим мінімізується можливість помилок, проте найбільш переконливим є його в 4—5 разів менша вартість. В підсумку, суттєво зменшуються витрати праці на подальші перевірку на працездатність та пошук помилок монтажу.

Таким чином, можна констатувати, що застосування комп'ютерних технологій дає суттєву віддачу: не тільки поліпшується якість кінцевого продукту, а й зменшується проміжок часу між задумом і реалізацією при тому, що кількість задіяного персоналу суттєво менша. Як перші, так і серійні зразки згаданих установок неодноразово демонструва-

лися на різних виставках, в тому числі і на відомій регулярній світовій виставці зварювального обладнання у м.Ессен, ФРН, а про їхню ефективність свідчить і наростаюча потреба в нашій роботі в цьому напрямку.

1. Липківський К.О., Халіков В.А., Можаровський А.Г. Сучасні апаратні та програмні засоби і продукти в практиці моделювання та автоматизованого проєктування систем перетворення напруги. // Праці Інституту електродинаміки НАНУ. — 2002. — № 3(3). — С. 32—38.

2. Липківський К.О., Халіков В.А., Можаровський А.Г. Фазове регулювання напруги ключами із природною комутацією та її дослідження в системі MATLAB. // Техн. електродинаміка. Тем. вип. "Проблеми сучасної електротехніки". — 2002. — Ч. 2. — С. 72—79.

3. Морозкин И.С. Управление зажиганием сварочной дуги при механизированных видах сварки. — Ростов-на-Дону, Рост. гос. ун-т путей сообщения, 2003. — 174 с.

4. Халіков В.А. Ефективні установки дугового зварювання та їх розробка за допомогою сучасних програмних пакетів. //

Праці Інституту електродинаміки НАНУ. — 2005. — № 2(11). — С. 39—40.

5. Халіков В.А. Ефективне формування та корекція вольтамперних характеристик установок дугового зварювання // Праці Інституту електродинаміки НАНУ. — 2006. — № 2.(14). — С. 172—173.

6. Халіков В.А. Ефективне управління установками дугового зварювання. // Праці Інституту електродинаміки НАНУ. — № 1(16). — 2007. — Ч.2. — С. 48—49.

7. Халіков В.А., Липковський К.А., Паханьян В.М., Шатан А.Ф. Исследование энергоэффективности источников сварочной дуги современными программными пакетами моделирования // Техн. електродинаміка. — 2004. — №3. — С. 17—22.

8. Халіков В.А., Можаровський А.Г. Методологія застосування програмного пакета MATLAB при моделюванні та дослідженні електромагнітних процесів у трансформаторно-ключових виконавчих структурах. Навчальний посібник. — Київ: ІЕД НАНУ, 2001. — 45 с.

9. Халіков В.А., Паханьян В.М., Шатан О.Ф. Імітаційне моделювання та корекція вольтамперних характеристик джерел струму зварювальної дуги // Техн. електродинаміка. — 2006. — №3. — С. 18—25.

Надійшла 31.07.2008

ABSTRACTS

Theoretical electrical engineering and electrophysics

SHIDLOVSKA N.A., SAMOILENKO V.G., KRAVCHENKO O.P., KUCHERJAVA I.M. (Kyiv) **The comparative analysis of analytical and numeral methods of computation of processes in a nonlinear electric circuit**

The comparative analysis of computations of the processes in a nonlinear discharge circuit made by means of an analytical and a numeral method is conducted. Efficiency of application of the proposed analytical method for solution of the corresponding problems of electrical engineering is proved.

BARANOV M.I. (Kharkiv) **Wave radial distribution of free electrons in a cylindrical conductor with an alternating electric current**

A design quantum mechanical estimation of a radial distribution of free electrons drifting in a longitudinal direction of a conductor with an electric conduction current of different amplitude-to-time parameters in a round metallic conductor is given on the basis of wave mechanics regulations. It is shown that a whole quantized number of electronic half-waves of de Broglie with an amplitude decreasing from the center to a periphery is packed up at an outer radius of a cross section of the conductor being investigated.

Electromechanical energy conversion

VOLKOV A.V., KOSENKO I.A. (Zaporozhje) **Analysis of electromagnetic processes of an asynchronous motor at supply from an autonomous current inverter with pulse-duration modulation**

Analytical rated dependences of algebraic form are obtained by means of summarized vectors methods and operator representation. Computation and analysis of stationary electromagnetic processes of an asynchronous motor at supply from an autonomous current inverter with pulse-duration modulation are made by means of these dependences.

ORLOVSKY I.A. (Zaporozhje) **Computation of models of nonlinear electromechanical objects at polynomial recurrent neural networks from their known mathematical models**

Structures are developed and general rated dependences for weighting factors of polynomial recurrent neuron networks (PRNN) intended for presentation of the models of these objects are obtained on the basis of the known mathematical models of nonlinear objects. Methods of the models development at PRNN are given and their computation and research by the method of imitation simulation is executed for a thyristor electric drive with a motor of direct current of series excitation are made.

LESNIK V.A., MAZURENKO L.I., FEDORENKO G.M. (Kyiv) **Research of non-synchronous switching on of generators into a network**

A mathematical model and results of investigation of non-synchronous switching on of a synchronous generator into a network is presented. Recommendations which are to be observed at a non-synchronous switching on of a generator are given.

Electric power systems and installations

ZORIN V.V. (Kyiv), BURBELO M.Y., VOLOTSKY A.M. (Vinnitsa) **Estimation of interference of static characteristics of loads center and optimal decisions of mathematical models of asymmetry reduction and voltage deviations**

Interferences of optimal decisions of the tasks of asymmetry reduction, voltage deviations and static characteristics of loads center at introduction of multifunction correctors are analyzed.

BOIKO N.I., EVDOSHENKO L.S., ZAROCHENTSEV A.I., IVANOV V.M. (Kharkiv) **Trigatrons with operating voltage up to 1 MV with nanosecond operating time**

4-channel trigatron with 400 kV voltage and switching current up to 280 kA, in which lag time of disruption $t_3 \approx 1$ ns and its spread $\Delta t_3 < 1$ ns, is proposed. Special features of the proposed trigatron are the following: placing of a controller in a high-voltage main electrode of positive polarity, with this a managing impulse has also positive polarity, and presence of a metal protective screen in a discharge chamber of a trigatron. The requirements to trigatrons with up to 1 MV voltage with nanosecond operating time are worked out.

PENTEGOV I.V., RYMAR S.V. (Kyiv) **Computation of losses in a magnetic core steel of three-phase reactors at presence of high harmonics of a magnetic flux**

A theory and methods of losses computation in a magnetic core steel of three-phase reactors at presence of high harmonics of a magnetic flux, which take into account special features of different influence on losses from eddy currents and on hysteresis of harmonic components of a magnetic flux flowing in a magnetic core, are created. The method permits to compute and design reactors operating in high harmonics devices.

Electrotechnology

SHIDLOVSKY A.K., SCHERBA A.A., PODOLTSEV A.D., KUCHERJAVAJA I.N. (Kyiv), ZOLOTARJEV V.M. **Induction heating of a segmented lead of a power cable at the stage of its production**

Electromagnetic and thermal processes in a segmented lead (as "Milliken") of super-high-voltage power cable with a large cross-section (section of a lead is more than 1000 mm²) at continuous motion in a variable magnetic field of cylindrical inductors are investigated in the work. Special features of a surface effect and a proximity effect in isolated segments of a lead in the range of 50-2400 Hz frequency change are considered. Regularities of temperature distribution in a segmented lead and terms of its heating up to the predetermined temperature of 80-120°C are analyzed.

FIKSEN V.N., DUBODELOV V.I., GLUKHENKY A.I., GORISLAVETS Yu.M. (Kyiv) **MHD agitators of aluminum alloys with a pulsating magnetic field**

A computer simulation of electromagnetic and hydrodynamic processes at liquid metal mixing by pulsating magnetic fields is made with reference to reverberatory furnaces for melting and preparation of aluminum alloys. A comparative analysis of constructions of electromagnetic agitators with pulsating and traveling magnetic fields is made.

RUDENKO Yu.V. (Kyiv) **Control characteristics of a sectionalized power supply source for electron-beam technologies**

Simulation of electromagnetic processes in a high-voltage sectionalized power supply source for electron-beam technologies is made. Control characteristics of a source depending on internal parameters of a power transformer are determined.

KOMAROV N.S. (Kyiv) **Power supply devices of capacitive arc heaters for installations of wastes gasification**

Structures of power supply devices of arc heaters of constant current (plasma generators) of 0,5—1 MW, used in gasification installations for peat, shale, lignite, industrial wastes and domestic garbage processing, are considered. A prospect structure is based and estimation of the main indices of an electric supply device is made.

KHALIKOV V.A., LYPKIVSKY K.O., SHATAN O.F. (Kyiv) **Ways and methods of improvement of electric arc welding plants**

Ways and methods of improvement of electric arc welding plants and their functioning due to the processes simulation, use of microprocessors, etc., are considered.